



Thermodynamique des vortex dans les supraconducteurs désordonnés

Cornelis Jacominus van Der Beek

► To cite this version:

Cornelis Jacominus van Der Beek. Thermodynamique des vortex dans les supraconducteurs désordonnés. Physique [physics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2009. tel-00483670

HAL Id: tel-00483670

<https://theses.hal.science/tel-00483670>

Submitted on 16 May 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Thermodynamique des vortex dans les supraconducteurs désordonnés

Manuscrit présenté par

Cornelis Jacominus van der Beek

pour l'obtention de l'Habilitation à Diriger des Recherches

Université Paris-Sud

Physique de la Matière Condensée

Soutenue le 28 octobre 2009 devant le jury composé de :

Marc Gabay
Marcin Konczykowski
Pierre LeDoussal
Dirk van der Marel
Xavier Obradors
Hélène Raffy
William Sacks

Rapporteur
Rapporteur
Rapporteur
Invitée

Table des matières

1	Contexte	7
1.1	Propriétés thermodynamiques des supraconducteurs	7
1.2	Champs magnétiques non-nuls	8
1.3	Les supraconducteurs à haute température critique	12
1.4	Fusion de l'ensemble des vortex	15
1.5	Désordre cristallin	18
1.6	Verre de vortex	19
1.7	Verre de Bose	20
2	Outils	23
2.1	Obtention et caractérisation des monocristaux supraconducteurs	23
2.2	La méthode magnéto-optique pour la visualisation du flux	24
2.2.1	Méthode	25
2.2.2	Méthode directe	26
2.2.3	Méthode différentielle	27
2.3	Magnétométrie locale avec des sondes à effet Hall microscopiques	28
2.4	Mesures de la longueur de pénétration magnétique	31
2.4.1	Aimantation à l'équilibre	31
2.4.2	Méthode de perturbation de cavité	31
2.5	Résistance de surface et Résonance de Plasma Josephson	33
2.5.1	Résonance de Plasma Josephson - bref descriptif	33
2.5.2	Effet des lignes de flux sur la JPR	35
2.5.3	Résonance de Plasma Josephson : dispositif	36
2.5.4	JPR mesurée par l'absorption d'une onde progressive	37
2.6	Irradiation avec des ions lourds de haute énergie	38
2.6.1	Irradiation du $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$	39
2.7	Irradiation avec des agrégats C_{60}	41
2.8	Irradiation avec des électrons de haute énergie	42
3	Désordre et couplage axe-c dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ sous-dopé	43
3.1	Introduction	43
3.2	Expériences	44
3.3	Discussion	46
3.4	Conclusion	49
4	Fluctuations de vortex proche de la transition de fusion	51
4.1	Transition de 1 ^{er} ordre	51
4.2	Expériences	55
4.3	Extraction de la distance d'errement r_w	56

4.4	Fluctuations de lignes de flux individuelles - la fusion des vortex dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ est une transition tridimensionnelle	58
4.5	Saut d'entropie à la transition	60
4.6	Effet d'un champ magnétique oblique sur la transition	61
4.7	Conclusion	68
5	Thermodynamique des Supraconducteurs Désordonnés	71
5.1	Transition supraconductrice en absence de champ magnétique	71
5.2	Comportement sous champ magnétique	72
5.3	Supraconducteurs lamellaires	74
5.3.1	Origine de l'anisotropie de la dynamique des vortex	75
5.3.2	Energies d'ancrage	77
5.3.3	Entropie des vortex bi-dimensionnels	77
5.3.4	Origine de la ligne d'irréversibilité	81
5.3.5	Régime proche de H_{c2}	81
5.4	Supraconducteur tridimensionnel anisotrope	83
5.5	Conclusion	87
6	Transitions de phase des vortex dans les supraconducteurs désordonnés	89
6.1	Surrefroidissement du liquide de vortex et caractère de la fusion à basse température	90
6.2	Transition de 1 ^{er} ordre dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ sous-dopé	94
6.3	Introduction d'un désordre fort par irradiation avec des ions lourds	95
6.3.1	Phénoménologie du verre de Bose pour petites densités de défauts	95
6.3.2	Persistance de la transition de fusion	96
6.3.3	Grande densité de défauts - spécificité due à la nature lamellaire du matériau	97
6.3.4	Limite de $B_{irr}(T)$ à faibles champ : déliaison de défauts topologiques dans le réseau de vortex	100
6.3.5	Transition liquide de vortex - verre de Bose pour $B > B_{int}$	102
6.4	Lien avec la transition vers le verre de Bose dans un supraconducteur tri-dimensionnel	102
6.5	Conclusions	105
7	Perspectives	107
7.1	Physique des vortex	107
7.1.1	Interaction défaut-vortex	107
7.1.2	Ancrage fort	107
7.1.3	Rôle de déformations plastiques du réseau de vortex	108
7.1.4	Effet de pic et Transitions de vortex	108
7.2	Réponse électromagnétique des supraconducteurs dans le régime des hyperfréquences	109
7.2.1	Supraconducteurs lamellaires	109
7.3	Développement de la méthode magnéto-optique pour l'application à d'autres matériaux	110
7.3.1	Fermions Lourds	111
7.3.2	Supraconducteurs magnétiques	111
7.3.3	Imagerie de la pénétration de champs hyperfréquence	111

Préface

L'avènement des supraconducteurs à haute température critique (SHTc) [1] a non seulement bouleversé les notions fondamentales de la physique des solides, il a aussi provoqué une révolution dans la compréhension du comportement des lignes de flux magnétiques quantifiés qui traversent le matériau supraconducteur lorsqu'il est exposé à un champ magnétique. La coïncidence des valeurs extrêmes des paramètres caractérisant la supraconductivité dans les SHTc, les propriétés physiques des vortex, leur dynamique, et leur diagramme de phases dans le plan (B, T) ont pu être étudiés dans un détail jusque-là inaccessible. Il a ainsi été établi que la véritable transition de la phase supraconductrice vers la phase normale n'a pas lieu au deuxième champ critique B_{c2} , mais à la transition de fusion de l'ensemble des lignes de flux [2, 3]. Dans des matériaux supraconducteurs désordonnés, il apparaît une nouvelle phénoménologie, liée à l'ancrage des lignes de flux sur les défauts du matériau. De nouvelles phases thermodynamiques de vortex ancrés ont été postulés [4, 5], et, dans certains cas, trouvées.

Le but de ce document est de porter un regard critique sur le mécanisme menant à la transition de fusion de l'ensemble des vortex dans les SHTc, ainsi que sur le rôle du désordre cristallin dans la physique des lignes de flux. L'approche première est de, avant tout, caractériser au mieux les matériaux avec lesquels on travaillera par la suite. Cette caractérisation inclut non seulement la mesure des principaux paramètres de la supraconductivité : température critique, longueur de pénétration, champs critiques ; mais aussi le contrôle de la pureté des matériaux et du désordre cristallin éventuel. Dans cette optique, le travail s'inscrit dans la mission du Laboratoire des Solides Irradiés, qui est d'accéder à la physique des matériaux en contrôlant le désordre par irradiation.

On essaiera ensuite d'attaquer la transition de fusion par l'emploi d'une méthode originale, utilisable dans les SHTc lamellaires comme le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$: la Résonance de Plasma Josephson. Cette technique permettra d'évaluer les excursions thermiques moyennes des lignes de flux au voisinage de la transition, dans des cristaux bruts de croissance et irradiés. Le rôle du désordre cristallin est étudié également par une approche novatrice : c'est l'étude de la modification des propriétés thermodynamiques par le désordre, plutôt que les propriétés de transport. Enfin, on conclura sur comment ces approches peuvent nous aider à comprendre le diagramme de phases des lignes de flux dans des supraconducteurs désordonnés de manière contrôlée.

Chapitre 1

Contexte

1.1 Propriétés thermodynamiques des supraconducteurs

L'étude des propriétés thermodynamiques des matériaux supraconducteurs est un des éléments clefs pour la compréhension de leur état fondamental, et des excitations basse énergie. Ainsi, la mesure précise de la chaleur spécifique C [6] et de la longueur de pénétration $\lambda(T)$ [7] ont été déterminants dans la validation de la théorie de la supraconductivité de Bardeen, Cooper, et Schrieffer (BCS) [8]. La théorie BCS prédit un saut de la chaleur spécifique

$$\Delta C/\gamma T = 1.43 \quad (1.1)$$

à la température critique T_c , où le matériau subit une transition de second ordre de l'état normal vers l'état supraconducteur. γT est la chaleur spécifique électronique à l'état normal et γ est la constante de Sommerfeld [9, 10].

Comme toute transition de phase de second ordre, la transition supraconductrice est accompagnée de fluctuations du paramètre d'ordre $\psi(\mathbf{r}) = |\psi| \exp i\phi(\mathbf{r})$ de part et d'autre de T_c : on peut toujours définir une plage de température sur laquelle la différence $G_s - G_n$ entre l'énergie libre de Gibbs de l'état supraconducteur et celle de l'état normal est inférieure ou comparable à l'énergie thermique $k_B T$. La probabilité non-nulle que l'on trouve des régions spatiales à l'état thermodynamique énergétiquement défavorable mène à l'arrondissement de discontinuités des propriétés physiques comme la chaleur spécifique (à pression constante) $C_p = -T\partial^2 G/\partial T^2$, l'aimantation $M_{rev} = -\partial G/\partial B$, la susceptibilité $\chi = -\partial^2 G/\partial B^2$ [11], et des propriétés de transport telle que la conductivité électrique [12, 13].

La présence de fluctuations implique la variation spatiale de l'état thermodynamique dans lequel se retrouve le matériau supraconducteur. Cette situation se laisse convenablement décrire par la théorie de champ moyen de Ginzburg et Landau [14]. Cette théorie représente le développement de la théorie de Landau des transitions de phases pour un système de particules chargées ; la densité d'énergie libre s'écrit comme un développement limité de la densité $\sim |\psi|^2$,

$$G_s - G_n = \int_V d^3r \alpha |\psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\psi|^4 + \frac{1}{2m^*} \left| \left(\frac{\hbar}{i} \nabla - 2e\mathbf{A} \right) \psi \right|^2 + \frac{B^2(r)}{2\mu_0} - \mathbf{B}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}). \quad (1.2)$$

à laquelle on rajoute un terme d'énergie cinétique, l'énergie du champ, et le terme représentant le travail fait contre l'application du champ magnétique. Ici, on a introduit les paramètres α et β du développement, ainsi que la masse effective m^* et la charge $2e$ des paires de Cooper [8], le potentiel vecteur \mathbf{A} , l'induction magnétique \mathbf{B} , et le champ magnétique (produit par les courants circulant au sein du supraconducteur), \mathbf{H} . L'utilisation de la version linéarisée de cette densité d'énergie libre mène à l'ainsi nommée "approximation Gaussienne", valable à des températures suffisamment élevées pour que non seulement $|\psi|$ soit faible, mais que la taille typique d'une zone cohérente ξ_+ (fluctuation supraconductrice au sein de l'état normal) soit inférieure à la séparation entre ces zones. À l'inverse, la plage de températures $|T - T_c|$ où

l'on ne peut négliger l'interaction entre zones cohérentes définit le “régime critique”. Dans le cadre de la théorie de Ginzburg et Landau, ce régime correspond à

$$\left| \frac{T - T_c}{T_c} \right| < Gi \quad (1.3)$$

où

$$Gi \equiv \left[\frac{k_B T_c}{4\varepsilon_0(0)\xi(0)} \right]^2 \quad (1.4)$$

est le nombre de Ginzburg, $\xi(0) = [\hbar/2m^*\alpha(T=0)]^{1/2}$, $\varepsilon_0 = \Phi_0^2/4\pi\mu_0\lambda^2$, $\Phi_0 = h/2e$ est le quantum de flux et $\lambda = (m^*/4\mu_0e^2|\psi|^2)^{1/2}$ est la longueur de pénétration magnétique. Le critère (1.3) correspond à la plage bornée par les températures ou la correction à la chaleur spécifique est égale au saut décrit par l'Eq. (1.1). On attend un effet mesurable important lorsque Gi est non-négligeable devant 1, ce qui est le cas dans les matériaux à faible densité superfluide $n_s = (m^*/4\mu_0e^2)/\lambda^{-2}$, dans les supraconducteurs bidimensionnels [par exemple, les couches minces de petite épaisseur d , pour lesquels il convient de remplacer $\xi(0)$ par d dans (1.4)], et lorsque la température critique est élevée.

1.2 Champs magnétiques non-nuls

La mesure expérimentale de la susceptibilité, de l'aimantation, ou de la conductivité nécessite l'application d'un champ magnétique ou d'un courant électrique (lequel produit son champ magnétique “propre”). De même manière, l'utilité de quelconque matériau supraconducteur est déterminé par sa capacité de conduire un courant électrique sans pertes, ceci sous champ magnétique souvent intense. On est donc conduit à examiner le comportement du matériau supraconducteur en présence d'une induction magnétique non-nulle. Ceci nous mène, bien entendu, à l'effet Meissner, c'est-à-dire, l'exclusion totale du flux magnétique du sein du matériau [15], pour des champs magnétiques en deçà du champ critique thermodynamique $H_c(T) = \Phi_0/2\sqrt{2}\pi\mu_0\lambda\xi$ (en ce qui concerne les supraconducteurs de type I). Pour les supraconducteurs de type II, qui nous intéresseront dans la suite, la présence d'une densité de flux au sein du matériau est énergétiquement avantageuse au delà du premier champ critique $H_{c1}(T) = \Phi_0 \ln \kappa / 4\pi\mu_0\lambda^2$ (où $\kappa \equiv \lambda/\xi$ - Figure 1.2). Or, la présence du courant d'écrantage Meissner circulant aux abords des surfaces extérieures du matériau, et la forme géométrique de celui-ci, impliquent que le flux est seulement admis lorsque le champ magnétique atteint une valeur H_p dite de “première pénétration”, généralement (très) différente de H_{c1} . Le flux magnétique entre sous forme de lignes de flux quantifié, ou “vortex”, constitués d'un coeur normal entouré d'un tourbillon de courant non-dissipatif. Le supraconducteur est alors à “l'état mixte”. Les lignes de flux peuvent, en fonction des propriétés fondamentales du matériau (tels que la symétrie du paramètre d'ordre ou de la surface de Fermi), ou encore de sa pureté, adopter un très grande variété d'arrangements topologiques. Cependant, dans un matériau “idéal”, le réseau triangulaire postulé par Abrikosov, avec paramètre $a_\Delta = \sqrt{2/3}^{1/2}a_0 \equiv \sqrt{2/3}^{1/2}(\Phi_0/B)^{1/2}$ est supposé être l'état fondamental [16].

L'induction magnétique moyenne $\langle B \rangle$ au sein du matériau supraconducteur ne peut varier qu'en ajoutant ou en retirant des lignes de flux, de telle manière à ce que $\langle B(\mathbf{r}) \rangle = n_v(\mathbf{r})\Phi_0$, où n_v est la densité locale de vortex, moyenné sur une distance $\gg \lambda$. La densité de vortex augmente de manière continue jusqu'à ce l'on retrouve l'état normal au deuxième champ critique $H_{c2} = \Phi_0/2\pi\mu_0\xi^2$.

La présence de lignes de flux, ou *vortex*, implique la modulation spatiale du paramètre d'ordre; la théorie de Ginzburg et Landau est donc le cadre le plus naturel pour aborder une description. On reconnaît plusieurs limites. Pour des inductions réduites $b = B/B_{c2} \equiv B/\mu_0 H_{c2} \ll 1$, le volume occupé par les coeurs de vortex est négligeable; la variation spatiale du paramètre d'ordre est prise en compte par une fonction $\sum_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)$, l'indice i décomptant les lignes de flux. On parle de la limite de London, car la théorie de Ginzburg et Landau se réduit alors à la théorie élaborée par les frères London en 1932

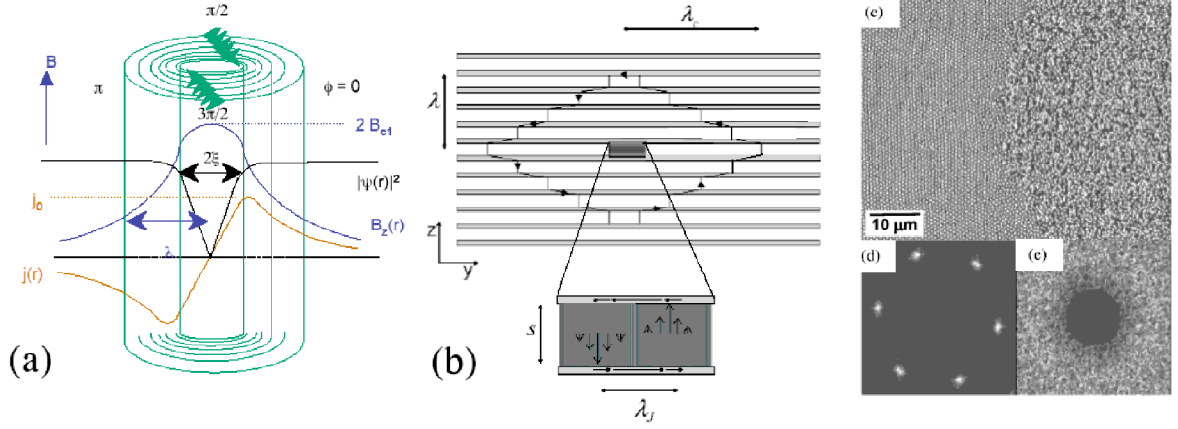


FIG. 1.1 – Lignes de flux dans un supraconducteur de deuxième type. Le panneau (a) montre la structure d’une seule ligne de flux (vortex d’Abrikosov) telle que dérivée à partir de la théorie de Ginzburg et Landau. (b) Vortex Josephson dans un supraconducteur lamellaire, composé d’un empilement de couches supraconductrices et isolantes d’épaisseur beaucoup plus petite que λ et ξ . Dans ce cas, l’étendue des courants est déterminée par l’effet Josephson entre plans supraconducteurs, la longueur pertinente est λ_c (quelque $100 \mu\text{m}$ dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$). Le “cœur” est défini par l’avènement de non-linéarité accompagnant la singularité de la phase supraconductrice, son étendue est $\sim \lambda_J \equiv \varepsilon^{-1} s$. (c) Décoration Bitter d’un monocristal de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ partiellement irradié avec des ions Pb^{56+} de 1 GeV [17] (voir sections 2.6 et 6.3). La partie circulaire à droite a été irradiée avec 5×10^8 ions cm^{-2} , entraînant la présence d’autant de défauts colonnaires amorphes, tandis que la partie gauche a été masquée pendant l’irradiation. On observe le réseau triangulaire de vortex dans la partie non-irradiée, et un ensemble amorphe de lignes de flux dans la partie irradiée. (d,e) Transformées de Fourier, effectuées sur la partie gauche et la partie droite du cliché (c).

[7]. Dans cette limite,

$$G_s - G_n \approx F_s - F_n + \frac{B^2}{2\mu_0} - BH + \frac{n_v \varepsilon_0}{2} \ln \left(\frac{\eta B_{c2}}{B} + 0.5 \right) \quad (1.5)$$

$$M_{rev} \approx -\frac{\varepsilon_0}{2\Phi_0} \ln \left(\frac{\eta}{\varepsilon b} + 0.5 \right). \quad (1.6)$$

Brandt a démontré que l’approximation (1.5) n’est précise que pour $\kappa > 20$ dans l’intervalle de champs, très réduit, de $(2\kappa^2)^{-1} \leq b \leq 0.01$, et que, lors d’un ajustement, elle sous-estime sévèrement la valeur de B_{c2} [18]. Une solution numérique précise des équations de Ginzburg et Landau montre qu’une interpolation plus exacte est

$$\begin{aligned} M_{rev} &= -\frac{\varepsilon_0}{2\Phi_0} \ln \left[1 + \frac{1-b}{b} f_2(b) \right] \\ f_2(b) &= 0.357 + 2.890b - 1.581b^2. \end{aligned} \quad (1.7)$$

bonne pour $\kappa > 5$ (avec une erreur de $< 1\%$) sur l’intervalle $(\ln \kappa + 1)/10\kappa^2 \leq b \leq 1$ [18].

A l’inverse, pour des inductions fortes, il est d’habitude d’écrire le paramètre d’ordre comme une combinaison linéaire de fonctions propres de l’Hamiltonien d’une particule chargée en champ magnétique, dénommés niveaux de Landau. Pour $4B\xi^2(0)/\Phi_0 > Gi$, on peut se limiter au premier niveau de Landau (au niveau duquel se produit la nucléation de la supraconductivité à H_{c2}). Dans ce cas, l’énergie libre prend la forme d’une loi d’échelle, tous les paramètres physiques ne dépendent que de la variable

$$Q^{3D} = (1-b)(1-t^2)^{1/3}(tb)^{-2/3}Gi^{-1/3} \quad (1.8)$$

en dimension $D = 3$, et

$$Q^{2D} = (1-b)(1-t^2)^{1/2}(tb)^{-1/2}Gi^{-1/2} \quad (1.9)$$

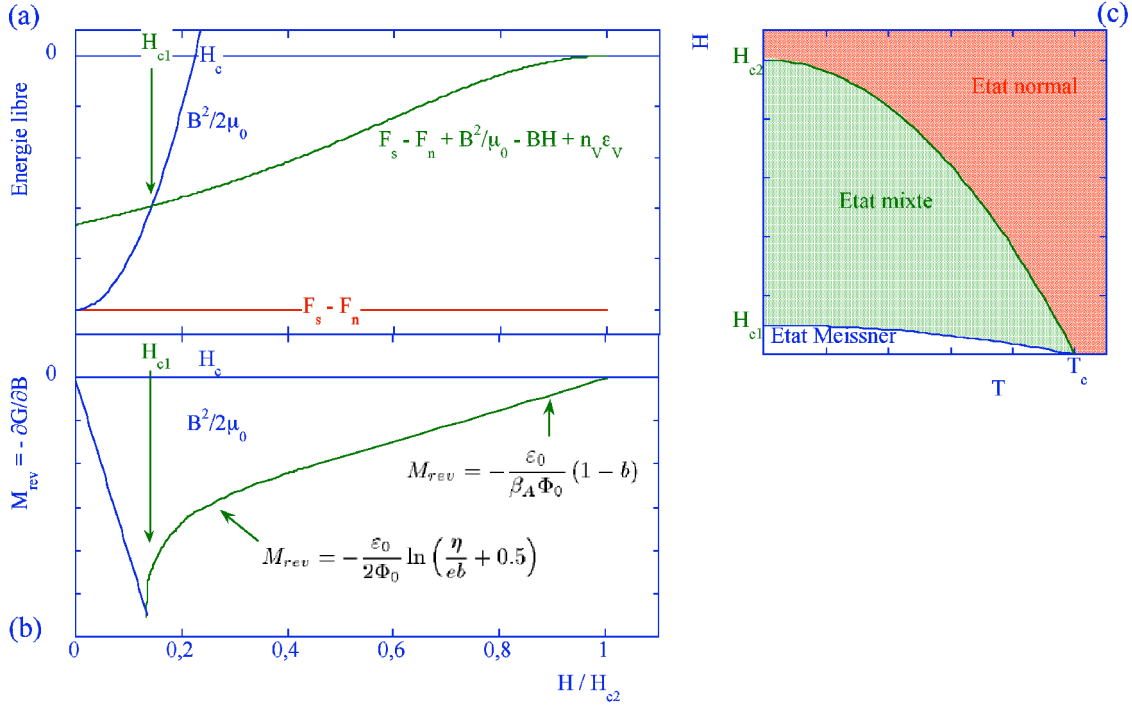


FIG. 1.2 – (a) L'énergie de Gibbs d'un supraconducteur de type II sous champ est composé des contributions dues à la condensation des paires de Cooper, $F_s - F_n$; le travail $B^2/2\mu_0$ requis pour l'expulsion du champ magnétique; la contribution $\mathbf{B} \cdot \mathbf{H}$ gagnée en admettant une partie du champ dans l'état mixte; et le coût énergétique de la création de vortex (avec densité n_v et énergie par unité de longueur ε_v). (b) L'aimantation à l'équilibre M_{rev} est la dérivée première de la fonction de Gibbs par rapport à l'induction. Sont indiquées les formes approximatives de $M(B)$ dans le régime de London ($H_{c1} \ll H \ll H_{c2}$) et pour des champs proches de H_{c2} . (c) Diagramme de phases canonique d'un supraconducteur de type II, avec les champ critiques.

en dimension $D = 2$. On a introduit la température réduite $t \equiv T/T_c$, ou T_c est la température critique telle que définie dans la théorie BCS (champ moyen). En l'absence de fluctuations thermiques, l'aimantation proche de H_{c2} suit la forme du champ moyen,

$$M_{rev} \sim -\frac{\varepsilon_0}{\beta_A \Phi_0} (1 - b) \sim -Q \quad (\kappa \gg 1); \quad (1.10)$$

le paramètre d'Abrikosov $\beta_A = 1.16$ pour un réseau triangulaire.

L'effet de fluctuations thermiques sur le paramètre d'ordre en présence d'un champ magnétique a été étudié dès 1968 [19, 20]. Une généralisation comprenant l'effet de la suppression du paramètre d'ordre par le champ dans le cadre de la théorie de Ginzburg et Landau dans la limite Gaussienne a été élaborée par Prange [21]. Or, ces approches prédisent toutes une susceptibilité (aimantation) divergente à T_c , en désaccord flagrant avec l'expérience [22]. Une amélioration importante est obtenue en analysant la fonctionnelle de Ginzburg et Landau en incluant le terme quartique [23, 24]. On obtient cette fois une variation continue des paramètres thermodynamiques M , χ , et C_p , assez proche de ce qui est observé expérimentalement. Or, de telles analyses ne peuvent se prononcer sur l'état fondamental du supraconducteur sous champ. Il est à noter que, premièrement, le deuxième champ critique est le champ de nucléation de la supraconductivité lorsque l'on réduit le champ magnétique appliqué ou la température, c'est-à-dire, le champ à partir duquel $\langle |\psi|^2 \rangle$ devient non-nul. Or, rien n'impose que la transition vers un

état supraconducteur *cohérent*, caractérisé par un paramètre d'ordre [4, 25]

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \langle \psi(\mathbf{r}) \psi^*(\mathbf{r}') \exp \left[-i \frac{2\pi}{\Phi_0} \int \mathbf{A} d\mathbf{l} \right] \rangle, \quad (1.11)$$

a lieu en même temps. Deuxièmement, la supposition de la formation d'un réseau triangulaire de vortex formulée par Abrikosov, est exactement celà : une supposition. La faible dépendance de β_A sur la topologie de l'ensemble des vortex laisse présager la possibilité d'autres états d'aggrégation. On peut émettre l'hypothèse d'une autre phase de vortex, caractérisée par la nullité de (1.11). Cette phase est le *liquide de vortex*. L'étude du groupe de renormalisation en dimension $6 - \epsilon$ effectuée par Brézin, Nelson, et Thiaville [2] a montré qu'il n'y a pas de point fixe (pas de transition de second ordre) pour champs non-nuls. Les auteurs concluent que la situation dans laquelle la transition vers l'état supraconducteur cohérent intervient à une transition du *premier* ordre, appelée *fusion du réseau de vortex*, à l'induction $B_m < B_{c2}$, est énergétiquement plus favorable que le maintien du réseau d'Abrikosov jusqu'à $B_{c2}(T)$. Une théorie plus aboutie de cette transition de fusion a été élaborée par Hikami, Fujita, et Larkin [26].

Notons qu'une mesure de la cohérence de phase implique nécessairement une manipulation impliquant le potentiel vecteur, c'est-à-dire, l'application d'un champ magnétique ou d'un courant électrique, avec résultat l'application de la force vectorielle

$$\mathbf{F} = \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (1.12)$$

sur les lignes de flux présentes dans l'état mixte. En absence d'une force contraire de piégeage, que l'on notera F_p , les lignes de flux se mettront en mouvement, provoquant l'apparition d'un champ électrique [27]

$$\mathbf{E} = \mathbf{v} \times \mathbf{B}. \quad (1.13)$$

La nullité de $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ implique un mouvement aléatoire, diffusif, des lignes de flux, tandis qu'une valeur non-nulle de $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ signifie que l'on puisse définir un domaine "infini", c'est-à-dire, de la taille de l'échantillon supraconducteur sous étude, dans lequel des réarrangements de vortex sont possibles, mais d'où aucune ligne de flux ne peut entrer ou sortir. Par la nature même de l'Eq.(1.13), l'application d'un courant électrique, aussi faible soit-il, à un matériau supraconducteur hypothétique dans lequel rien ne s'opposerait au mouvement des vortex produirait le fluage du flux à travers la zone délimitée par les bornes de mesure de tension, et engendrerait donc un signal identique dans les phases "solide" et "liquide" de vortex. En pratique, c'est soit l'existence d'une barrière de surface [28] empêchant l'entrée de vortex dans l'échantillon (notre "domaine" en question), soit l'accrochage des lignes de flux par des défauts du matériau et l'existence d'un courant critique $j_c \equiv F_p/B$ non-nul qui va distinguer le comportement dans la phase solide vis-à-vis du liquide. Comme le courant non-dissipatif maximal qui peut être soutenu par une barrière de surface varie en H_p^2/B , quel que soit l'origine de la barrière [29], le premier mécanisme disparaît à champs suffisamment élevés, et l'ancrage par des défauts cristallins demeure seul responsable pour l'existence d'une réponse électromagnétique représentative de la supraconductivité.

L'hypothèse du liquide de vortex a néanmoins été confortée pour la première fois par les mesures de la magnéto-résistance de couches minces de α -MoSi_x par Graybeal *et al.*, juste avant l'avènement des supraconducteurs à haute température critique [30]. L'élargissement sous champ des courbes de résistance à haute température est dû au mouvement diffusif des lignes de flux dans ce matériau où, à basse température, j_c est clairement non-nul. Ceci est cohérent avec une phase liquide de vortex caractérisé par un fluage thermiquement assisté des vortex (ou TAFF - Thermally Assisted Flux Flow) [31]. Des expériences sur des couches amorphes de α -Nb₃Ge ont identifié la transition de fusion de vortex elle-même [32]. Or, dans ces couches minces, il apparaît que la fusion est une transition continue de type topologique (Berezinskii-Kosterlitz-Thouless). Elle a lieu à la température T_m^{2D} à laquelle la prolifération de dislocations libres dans le réseau de vortex devient énergétiquement favorable [33, 34]. Pour une couche

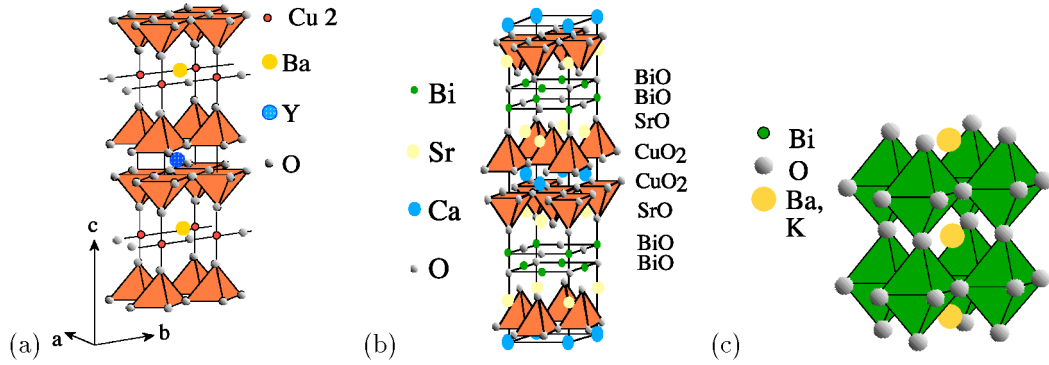


FIG. 1.3 – Structures de quelques matériaux supraconducteurs à haute température critique. les plans conducteurs CuO₂ sont indiqués par les enchainements de tétraèdres colorés en oranges. (a) La phase optimalement dopée YBa₂Cu₃O_{7-δ} (c'est-à-dire, avec $\delta = 0$). Les “chaînes” Cu(2)-O sont entièrement remplies. La phase a la structure orthorhombique $P2_1/mmm$, avec paramètres $a = 0,382$ nm, $b = 0,389$ nm, et $c = 1,168$ nm. (b) Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+δ} ; La structure est quadratique corps-centré $I4/mmm$, avec paramètres $a = 0,38$ nm, $b = 0,38$ nm, $c = 3,08$ nm. La séparation entre plans CuO₂ est de $s = 1,5$ nm. La figure ne montre que la moitié de la cellule élémentaire, les couches CuO₂ étant décalées d'un demi-paramètre de maille d'un plan à l'autre. (c) L'oxide supraconducteur cubique Ba_{1-x}K_xBiO₃ (structure $\frac{4}{m}\bar{3}\frac{2}{m}$), avec paramètre de maille $a = 0,431$ nm.

d'épaisseur d ,

$$\begin{aligned}
 T_m^{2D} &= \frac{\mathcal{A}\varepsilon_0(T_m^{2D})d}{16k_B} & (b \ll 1) \\
 &= \frac{\mathcal{A}\varepsilon_0(T_m^{2D})d}{16k_B}(1-b), & (b \lesssim 1)
 \end{aligned}
 \tag{1.14}$$

est donnée par l'énergie de coeur d'une paire liée interstitiel-lacune dans le réseau bidimensionnel de vortex. Ce mécanisme ne peut exister dans des supraconducteurs épais, à cause de la proportionnalité de T_m en d .

1.3 Les supraconducteurs à haute température critique

La découverte des SHTc en 1986 [1] a été un évènement qui a profondément influencé la perception fondamentale de la physique du solide. Les températures critiques de 92 K, voir de 135 K tels qu'affichés par des matériaux comme le YBa₂Cu₃O_{7-δ} ou le HgBa₂Ca₂Cu₃O_x étaient à l'époque totalement inattendues. De plus, ils s'agit pour les SHTc d'oxydes isolants, qui deviennent (supra)conducteurs lorsqu'ils sont convenablement dopés. Je rappelle très brièvement les propriétés clefs des SHTc importantes pour la suite.

Structure Les SHTc sont caractérisés par une structure lamellaire, dans laquelle les couches conductrices de type CuO₂, parallèle aux directions cristallographiques a, b , sont séparées par des couches isolantes cationiques, dits “réservoirs de charge” (Fig.1.3). L'axe d'anisotropie est l'axe c , orienté perpendiculairement aux plans (supra)-conducteurs.

Diagramme de phases Le dopage du matériau isolant, caractérisé par un état de charge 2+ de tous les ions Cu, se fait, en ce qui concerne les composés de la famille Bi₂Sr₂Ca_yCu_{1+y}O_{6+2y+δ} ou encore, le YBa₂Cu₃O_{7-δ}, par l'introduction d'oxygène dans les plans réservoirs, dans la proportion δ . L'état de charge d'une partie concomitante des ions Cu dans les plans CuO₂ est alors modifié de

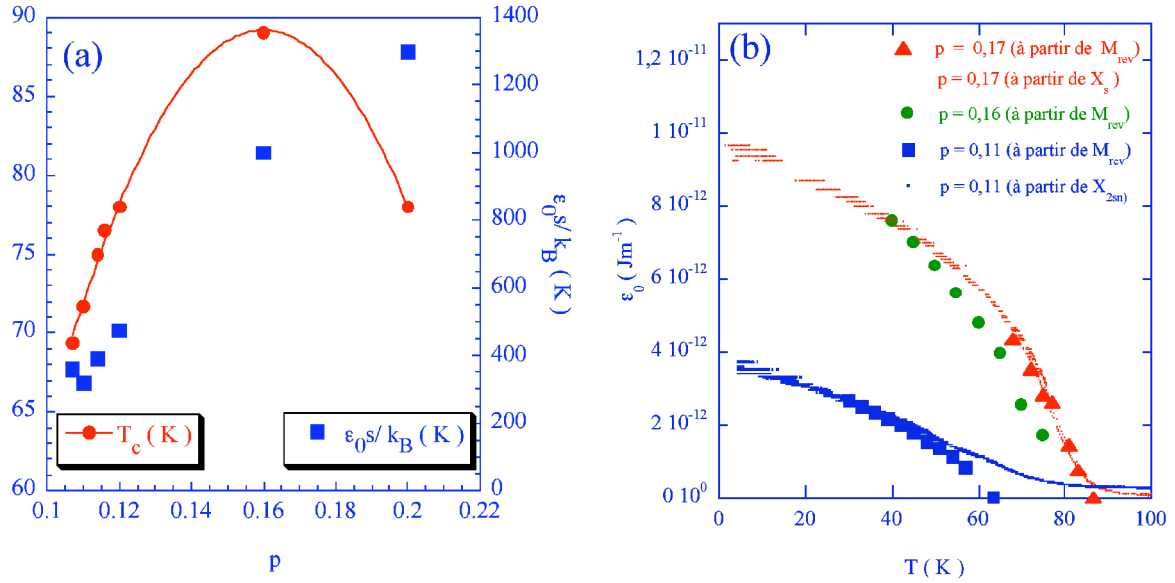


FIG. 1.4 – (a) Variation en fonction du nombre de trous par Cu, p , de la température critique et du paramètre $\epsilon_0 \sim \lambda_{ab}^{-2}$ pour le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. (b) Variation en température du paramètre $\epsilon_0(T) \propto \lambda_{ab}^{-2}$ pour quatre monocristaux de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ avec $p = 0, 10, 0,11, 0,16$, et $0,17$.

2+ en 3+. Les charges supplémentaires, introduits sous forme de “trous”, étant mobiles, le matériau devient conducteur, puis supraconducteur, à partir d’une concentration de $p \approx 0,06$ trous par Cu. Il est généralement admis que la supraconductivité est le fait de l’appariement des trous dans les plans CuO_2 . La température critique augmente en fonction de p , jusqu’à atteindre sa valeur maximale pour $p \approx 0,16$. On dit que le matériau est alors “optimalement dopé” ; pour $p < 0,16$ on parle de matériau “sous-dopé”, tandis que $p > 0,16$ correspond au régime “sur-dopé” [35]. Le rapport entre p et δ est non-trivial. Par exemple, le $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ est bel et bien conducteur jusqu’à $\delta \sim 0,65$, ceci à cause du désordre dans le positionnement des oxygènes dans les couches contenant des chaînes Cu-O, intermédiaire entre les plans CuO_2 . Dans le cas du $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, le bilan des charges est modifié à cause de l’imbalance des cations : les rapports Bi :Sr et Sr :Ca ne sont rarement de 1 :1 ou de 2 :1 respectivement, ce qui modifie l’effet d’une teneur absolue en O [36].

Il a été montré pour la majorité des SHTc que pour des dopages inférieurs à l’optimal ($p < 0,16$), le spectre d’excitations électroniques dans la phase normale est caractérisé par la présence d’une bande interdite sur une partie de la surface de Fermi, le “pseudo-gap” [37, 38, 39]. La valeur de cette bande interdite augmente de manière approximativement linéaire lorsque p diminue. Le pseudo-gap s’annule à une température T^* , qui peut être bien supérieure à la température critique T_c .

Anisotropie La présence de plans isolants intercalés entre les plans CuO_2 , conducteurs, signifie que la masse effective m_c^* correspondant à la propagation de porteurs de charge parallèle à l’axe c est très supérieure à m_{ab}^* . Dans l’état supraconducteur, cela se manifeste par l’anisotropie de la densité superfluide, qui à son tour, se traduit par une anisotropie de la longueur de pénétration : la longueur λ_c régissant la pénétration de supercourants circulant perpendiculairement aux plans CuO_2 est très supérieure à la longueur λ_{ab} caractérisant la variation spatiale de courants $\parallel ab$. Le rapport des deux définit le facteur d’anisotropie ε :

$$\frac{\lambda_{ab}(T)}{\lambda_c(T)} \equiv \varepsilon(T) \quad (1.15)$$

De même, la longueur de cohérence $\xi_c \equiv (\hbar/2\alpha m_c^*)^{1/2} = \varepsilon \xi_{ab} = (m_{ab}^*/m_c^*)^{1/2} (\hbar/2\alpha m_{ab}^*)^{1/2}$ [bien que les masses effectives sont mal définies, leur rapport a une signification précise]. Dans les matériaux les plus

anisotropes, comme ceux appartenant à la famille des composés $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_y\text{Cu}_{1+y}\text{O}_{6+2y}$, la séparation entre plans CuO_2 est telle que le transport électronique entre plans ne peut se faire que par effet tunnel (effet Josephson dans l'état supraconducteur). Le facteur d'anisotropie peut alors être de 3×10^{-3} ou moins encore. Le nombre de Ginzburg est modifié de manière appropriée :

$$Gi \equiv \left[\frac{k_B T_c}{4\varepsilon\varepsilon_0(0)\xi(0)} \right]^2 \quad (1.16)$$

ou, lorsque la séparation entre plans supraconducteurs $s > \xi_c$,

$$Gi = Gi^{2D} \equiv \left[\frac{k_B T_c}{4\varepsilon_0(0)s} \right]^2 \quad (1.17)$$

On voit que dans les SHTc, la température critique élevée, le facteur d'anisotropie petit, ainsi que la faible longueur de cohérence conspirent pour aboutir à un nombre de Ginzburg important. Si, dans des métaux supraconducteurs, $Gi \sim 10^{-8}$ typiquement, dans le $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, $Gi = 2 \times 10^{-3}$, tandis que pour le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, $Gi = 2 \times 10^{-1}$. Dans ce dernier matériau, le paramètre d'ordre est élevé au sein des plans CuO_2 . Or, la séparation s entre plans est telle qu'au sein des couches cationiques isolantes, $|\psi|$, dû au seul recouvrement de la fonction d'onde dans les plans CuO_2 voisins, est très petit. Dans ce cas, le transport électronique perpendiculaire aux plans CuO_2 dans l'état supraconducteur se fait par effet tunnel (effet Josephson des paires de Cooper). Le composé doit être décrit non par la fonctionnelle de Ginzburg-Landau dans sa version continue (1.2), mais par sa version discrétisée proposée pour des supraconducteurs lamellaires par Lawrence et Doniach [40].

Cela a pour conséquence que les lignes de flux dans l'état mixte ne doivent plus être décrits comme des lignes continues, mais comme des empilements des sections avec les plans CuO_2 , les “pancake vortices” ou “galettes”. Même s'il a été montré [41] que la distribution de champs et de courant autour d'un tel vortex est, à une échelle plus grande que la séparation entre plans s , la même que celle d'un vortex continu, la structure en tranches de la ligne de flux se fait ressentir sur les modules élastiques, à cause du caractère non-local de l'interaction électromagnétique. Notamment, le module de flexion et la tension linéaire des lignes de flux est, comme dans tout supraconducteur lamellaire, réduit d'un facteur ε^2 par rapport à la valeur locale (déformations avec $\mathbf{k} = 0$) ou à la valeur dans un matériau isotrope [42, 43, 44, 45].

En ce qui concerne la composante du champ magnétique parallèle aux plans, elle est portée par des fluxons, ou *vortex Josephson*, ainsi nommés car la l'amplitude et l'étendue des courants d'écrantage est déterminée par le couplage Josephson entre plans. La longueur de pénétration est donc celle liée au couplage Josephson, λ_c , Eq. (2.19). Le coeur du vortex Josephson ne correspond pas à la suppression du paramètre d'ordre par la vitesse du superfluide, mais à la région dans laquelle les nonlinéarités associées à la singularité de la phase deviennent importantes; sont étendue est de $\lambda_J \equiv \varepsilon^{-1}s$.

Somme toute, l'effet de fluctuations thermiques sur les propriétés physiques sera donc important, ce qui se traduit par un régime critique large autour de la transition en champ magnétique nul, et un séparation importante, dans le plan (B, T) , du deuxième champ critique et la transition de fusion de l'ensemble des vortex.

Symétrie du paramètre d'ordre Les SHTc sont les premiers matériaux supraconducteurs pour lesquels une symétrie non-sphérique du paramètre d'ordre [46] est avérée [47, 48]. La symétrie onde- $d_{x^2-y^2}$, avec changement de signe de ψ au passage des directions $(k_x, k_y) = (\pm\pi, \pm\pi)$ dans l'espace des phases, a été démontrée de manière inéquivoque par les expériences révolutionnaires de Kirtley *et al.* sur des couches minces déposés sur des substrats tri-cristallins [49, 48] : là où l'une des trois jonctions entre les grains implique un changement de la phase supraconductrice de π dû à l'effet tunnel entre lobes au signe du paramètre d'ordre opposé, l'annulation de $\oint (\nabla\phi - 2\pi\mathbf{A}/\Phi_0)dl$ (condition de quantification du flux) impose la présence d'un vortex de flux $\Phi_0/2$. Lorsqu'il n'y a pas de changement de phase de π , il n'y a pas de flux spontané.

L'annulation de la bande interdite sur les directions $(\pm\pi, \pm\pi)$ due à la symétrie d du paramètre d'ordre se répercute, en ce qui concerne la physique des vortex, surtout par le fait que des quasiparticules

peuvent être excitées jusqu'à une température arbitrairement basse. Cela a une influence certaine sur, par exemple, la résistance de fluage de flux [51, 50, 52, 53, 54, 55] et la dépendance en champ de la chaleur spécifique [56, 57]. En plus, l'excitation de quasiparticules à basse température profère un comportement linéaire en température à la longueur de pénétration [62, 63], voir également les Fig. 1.4 et 2.7.

Egalement important est la sensibilité accrue des SHTc à la présence du désordre cristallin. En effet, la symétrie d du paramètre d'ordre implique que la diffusion des paires de Cooper sur des défauts, mêmes non-magnétiques, entraîne le moyennage de l'interaction d'appariement sur des zones de l'espace des phases où cette interaction a une phase opposée (décalée de π). Dans le cas où il n'y a corrélation entre les vecteurs d'onde incident et émergent, la diffusion sur le défaut moyenne l'interaction à 0 : ce processusrompt donc les paires (elle est "pair-breaking") [58]. La présence de défauts ponctuels dans les SHTc a donc un effet beaucoup plus important que dans des supraconducteurs conventionnels, notamment par la chute de T_c que cela entraîne [61]. Comme on le verra dans le chapitre 3, la présence du désordre cristallin dans les SHTc sous-dopés ou autrement désordonnées change le comportement à basse température de la longueur de pénétration d'un comportement linéaire en T vers une loi $\lambda_{ab}^{-2} \sim 1 + a(T/T_c)^2$ [64]. A l'origine de ce phénomène est l'apparition d'états liés de quasiparticules. Ceci devrait se refléter sur toutes les propriétés des vortex à basse température, car la longueur de pénétration détermine l'échelle d'énergie ε_0 . La symétrie d affecte aussi profondément le comportement de la longueur λ_c .

Enfin, comme pour les défauts ponctuels au sein du matériau, l'interruption du supraconducteur par la surface extérieure ou des surfaces intérieures (défauts géométrique étendus, comme les défauts colonnaires de la section 2.6), provoque l'apparition d'états liés de quasi-particules [66, 67, 68, 69]. Comme ces états sont suscités par l'interférence de trous réfléchis par effet Andreev, on parle d'états liés d'Andreev [70]. Il a été montré que ces états modifient la structure du cœur de vortex [50], la structure électronique autour de défauts colonnaires [69], ainsi que la barrière s'opposant à la première pénétration des lignes de flux [71].

1.4 Fusion de l'ensemble des vortex

Les premières indications que l'ensemble de vortex dans les SHTc subit une transition thermodynamique abrupte ont été fournies par les mesures de la magnéto-résistance de monocristaux non-maclés de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, effectués par Safar *et coll.* [72] et Kwok *et coll.* [73, 74, 75]. Sous champ magnétique, la résistance des cristaux décroît lentement et demeure Ohmique (linéaire) lorsque la température est diminuée, les courbes s'élargissant à fur et à mesure que la valeur du champ magnétique est augmentée. Ce comportement est caractéristique du fluage libre de vortex dans la phase liquide. A la température T_m , la résistance linéaire subit une brusque chute à zéro. La transition est accompagné d'hystérésis, interprété comme le sur-refroidissement de la phase liquide de vortex [75]. On verra dans le chapitre 6 que ce phénomène de sur-refroidissement existe également dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$, où il est exacerbé dans le régime de basses températures ou l'équilibre thermodynamique est difficilement atteint.

L'identification d'une transition de vortex par des mesures dynamiques, comme celle de la résistivité, présente l'inconvénient que les résultats sont nécessairement associés au mécanisme de décrochage des lignes de flux par le courant électrique. L'observation de points marquants signifie donc au mieux qu'il y a changement du mécanisme d'ancrage de vortex. Or, en 1994, la fusion du réseau de vortex a été clairement identifié comme étant une transition thermodynamique de premier ordre par une mesure à l'équilibre, effectuée par Pastoriza *et coll.* sur un monocristal de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ [76]. La transition se manifeste comme une discontinuité dans la densité à l'équilibre des lignes de flux, et a été révélée, dans la Ref. [76], comme une marche dans l'aimantation thermodynamique M_{rev} . La diffraction neutronique effectué par Cubitt *et coll.* montre qu'elle va de pair avec une perte de l'ordre topologique à longue distance du réseau de vortex [77]. L'existence d'une transition de fusion du premier ordre a été confirmé au delà du doute par les mesures locales de la densité de flux magnétique par Zeldov, Konczykowski *et coll.* [3]. La fusion du réseau de vortex se manifeste comme une augmentation discontinue de la densité de flux (densité de vortex) à $B_m(T)$, de l'ordre $\Delta B \sim 5 \times 10^{-5}$ T. L'importance de ces expériences réside dans le fait que, comme $M_{rev} = B - H = -\partial G / \partial B$ est la dérivée première d'un potentiel thermodynamique, l'existence

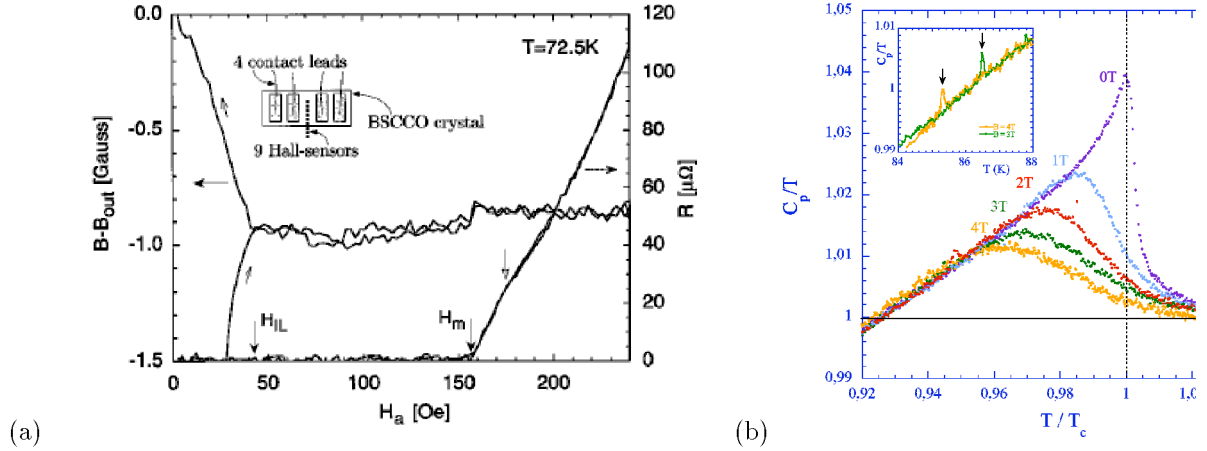


FIG. 1.5 – Manifestations de la transition de premier ordre des vortex (transition de fusion) dans des SHTc (a) Mesure locale de la densité du flux dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, effectuée par une sonde à effet Hall miniaturisé posée sur la surface du cristal supraconducteur. La transition de premier ordre se manifeste comme une discontinuité de la densité du flux magnétique (des vortex) et coïncide avec l'apparition, en balayant la température, d'une résistivité linéaire (Ohmique) (d'après Ref. [78]) (b) Mesure de la chaleur spécifique à pression constante d'un monocristal de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Les pics principaux de C_p témoignent de la condensation de la phase supraconductrice; l'agrandissement montre les pics de C_p du à la chaleur latente à la transition de fusion du réseau de vortex (d'après Ref. [85]).

de la transition, son ordre, et la valeur de la chaleur latente associée ont pu être établis directement, cela contrairement aux mesures de transport [73, 135]. Par exemple, la relation de Clausius et Clapeyron

$$\Delta S = -\mu_0^{-1} \Delta B \frac{\partial B_m}{\partial T} \quad (1.18)$$

permet d'extraire la différence d'entropie entre la phase solide et la phase liquide de vortex : celle-ci est d'environ $0.5k_B$ par vortex par plan CuO_2 .

Il était donc important d'asseoir les résultats obtenus sur $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ sur des bases thermodynamiques. Ce fut chose faite avec les mesures de Welp *et coll.* [79], qui établit la discontinuité de M_{rev} at T_m en employant un magnétomètre à SQUID (Dispositif Supraconducteur à Interférence Quantique), et, surtout, par les mesures directes de la chaleur latente par Schilling *et coll.* [80], et, de manière indépendante, par Roulin *et coll.* [81]. Les mesures de la chaleur latente permirent une vérification directe de la relation de Clausius et Clapeyron, confirmant ainsi une fois de plus le caractère thermodynamique de la transition. La signature magnétique a, depuis, été confirmée par les mesures de couple de Willemin *et coll.* [84].

A cause de l'anisotropie relativement modeste du matériau, $\varepsilon \approx 0.14$, la transition de fusion dans le $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ a lieu à des champs proches du deuxième champ critique. Il est donc possible d'employer la théorie originale élaborée par Brézin, Nelson, et Thiaville [2] et Hikami, Fujita, et Larkin [26] à fin de décrire les énergies libres du réseau de vortex et du liquide de vortex. Ceci fut fait en premier par Sasik et Stroud [86], qui calculent la valeur correcte de ΔS à la transition. La comparaison des énergies libres du solide et du liquide de vortex donne la position de la transition de premier ordre, sous la forme de l'équation $Q = c$; c , de l'ordre de 8, fut établie par Hikami, Fujita, et Larkin [26], et par Li et Rosenstein [87, 88].

Dans le matériau lamellaire $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$, la transition de premier ordre se situe à des champs magnétiques ne dépassant pas, dans le meilleur des cas, 0.1 T. La transition se situe donc profondément dans la limite de London, et les descriptions [26, 86, 87] ne sont pas applicables. On peut alors ressortir soit à des études du modèle XY [89], approprié pour la description de la phase $\phi(x, y)$ du paramètre d'ordre dans les différents plans, ou adopter une description purement phénoménologique, dite "approche de Lindemann" [42, 90, 91]. Dans cette approche, la fusion est supposée avoir lieu lorsque l'écart moyen

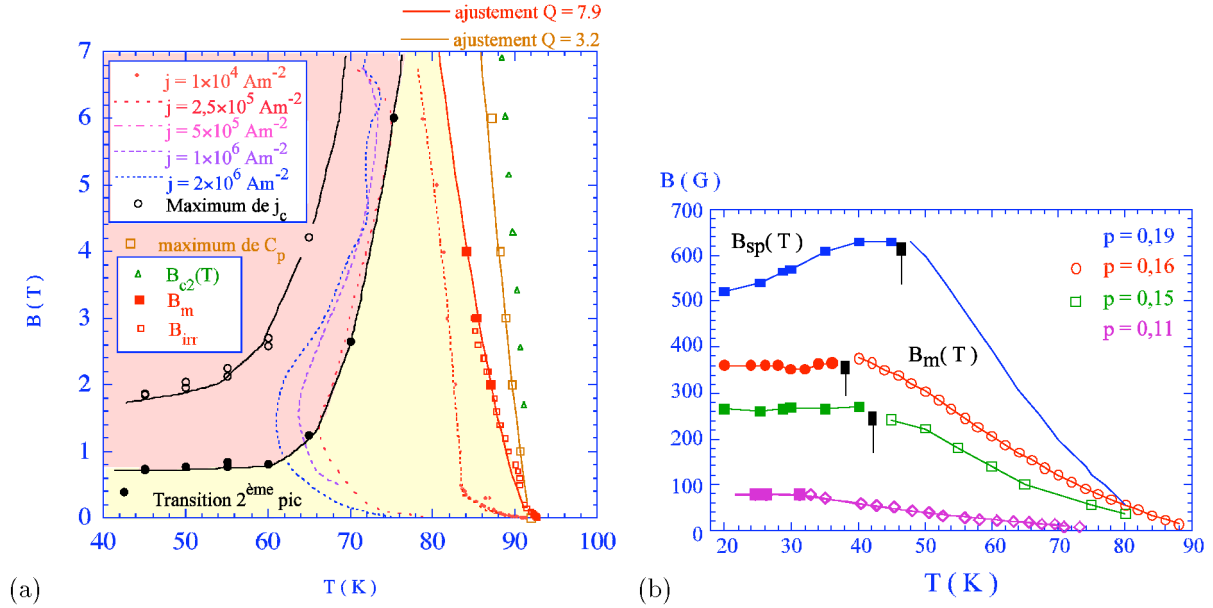


FIG. 1.6 – Diagrammes de phase de l'ensemble des vortex obtenus pour des monocristaux de (a) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ et (b) $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. Le panneau (a) recueille la position de $B_{c2}(T)$ (\triangle) mesuré à partir du couple réversible [85]; la transition de fusion du réseau de vortex à $B_m(T)$ (\blacksquare), obtenue par des mesures de la chaleur spécifique [85], voir Fig.1.5; et le maximum local de la chaleur spécifique à la transition du liquide de vortex vers l'état normal (\square) [85]. On y ajoute la position ("effet de pic", \bullet , voir Fig. 2.4e) de la transition d'un réseau de vortex faiblement ancré (en jaune) vers un "verre" ou "liquide" de vortex avec un courant persistant j , dû au piègeage de vortex, plus important (hachuré en rouge). Enfin, cinq lignes de courant d'écrantage j constant (induit par un champ magnétique périodique de 1 mT, avec une fréquence de 7,753 Hz) sont indiquées, ainsi que la ligne d'irréversibilité $B_{irr}(T)$, à laquelle le courant persistant dû à l'ancrage devient trop petit pour être mesuré. (b) Diagramme de phases de vortex pour le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, avec de différents dopages en trous. Les symboles ouverts indiquent la position de la transition de fusion des vortex; les symboles pleins denotent la transition dit du "second pic", du réseau de vortex faiblement ancré vers un "verre" ou "liquide" de vortex avec un courant persistant j plus important. On démontrera dans la section 6.1 que cette transition est simplement la continuation de la transition de fusion de premier ordre dans le régime de température où l'équilibre thermodynamique ne peut être atteint à cause de l'ancrage des vortex.

thermique des lignes de flux $\langle u^2 \rangle^{1/2}$, est égal à la fraction de Lindemann de paramètre du réseau :

$$\langle u^2 \rangle^{1/2} = c_L a_0 \quad (1.19)$$

Bien que ce critère, dans ses différentes variantes [92], fournisse une estimation satisfaisante de la position de la transition de 1^{er} ordre, il ne se prononce en aucun cas sur le mécanisme par lequel la transition a lieu.

Un des buts affichés de ce document est d'éclairer ce sujet, au moins en ce qui concerne le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$. Les résultats, traités dans le chapitre 4, montrent que la transition de 1^{er} ordre dans ce matériau implique surtout les modes de fluctuations de vortex (lignes de flux) individuels : lorsque l'écart thermique relatif entre les sections de la même ligne dans des plans CuO_2 voisins devient trop important, le couplage Josephson entre plans est effectivement moyenné à zéro, et la cohérence supraconductrice à longue distance disparaît. Même si dans la limite considérée, qui est celle de lignes de flux très espacées, la différence entre une description basée sur un tel scénario de "découplage" de plans diffère peu de la description de Lindemann, nos résultats [93] excluent explicitement un rôle important des modes de cisaillement du réseau de vortex et donc de tout modèle pour la transition de 1^{er} ordre obtenue comme extrapolation d'une description en $D = 2$. Un deuxième succès, traité en détail dans le chapitre 4, est

l'explication de l'insensibilité de la transition de premier ordre dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ sur le désordre cristallin [153]. On verra que celui-ci joue pourtant un rôle important, tant dans la dynamique des vortex, que dans la dynamique des quasi-particules, que dans le comportement thermodynamique des SHTc.

1.5 Désordre cristallin

La présence de défauts cristallins s'avère crucial pour le comportement dynamique d'un matériau supraconducteur. Notamment, le piègeage des lignes de flux par les défauts a pour conséquence une force d'ancrage $F_p \neq 0$. L'existence d'une force d'ancrage non-nulle est une condition sine qua non pour l'annulation de la résistance linéaire sous champ magnétique, et donc pour toute application utile de matériaux supraconducteurs. En modifiant le comportement dynamique des lignes de flux, un rôle plus ou moins prépondérant du désordre cristallin peut masquer ou au contraire faire apparaître des transitions de l'ensemble de lignes de flux. Un exemple marquant est "l'effet de pic", ou augmentation brutale du courant critique observée à l'approche de la transition de fusion dans de nombreux matériaux supraconducteurs, dont le $\alpha\text{-Nb}_3\text{Ge}$ [32, 96, 97] et le $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [98]. Dans d'autres matériaux, comme le NbSe_2 , il apparaît un effet de pic [99, 100, 101, 102, 103] dont l'origine ne semble pas liée à la transition de fusion [104]. Il est aujourd'hui assez généralement admis que cet effet de pic signifie la transition d'un réseau de vortex à bas champ, caractérisé par des corrélations positionnelles à décroissance algébrique [105, 106], le verre de Bragg [107, 108, 109], et une phase amorphe ou polycristalline de vortex [104] à fort champ. Néanmoins, dans certains matériaux comme le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, un caractère topologiquement ordonné de la phase bas champ ne semble pas être une condition préalable pour l'observation d'un effet de pic [17].

Les SHTc sont à ce jour les seuls matériaux où l'on a à la fois identifié la fusion de l'ensemble des vortex comme la transition fondamentale de l'état supraconducteur sous champ vers l'état normal, et tracé son évolution en fonction du désordre cristallin sous-jacent. Dans les SHTc, il existe toujours un désordre "intrinsèque", dû au caractère même des matériaux : c'est le désordre dans la distribution des atomes dopants. De plus, dans les SHTc sous-dopés, et notamment le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ [36], il existe des lacunes d'oxygène au sein des plans CuO_2 même. Des mesures de spectroscopie à effet tunnel à balayage suggèrent fortement que ces défauts sont à l'origine d'une diminution locale importante du paramètre d'ordre dans ce matériau [110, 111, 112]. Il est raisonnable de supposer que ces défauts d'oxygène sont responsable pour l'ancrage des lignes de flux dans ce matériau [113]. Toutefois, cet ancrage dépend fortement de la température, et disparaît au delà de $T \sim T_c/2$. En dessous de cette température, la transition de fusion est remplacée par un effet de pic du courant persistant, un effet qui sera traité en plus de détail dans le chapitre 6.

La diminution de l'oxygénation de l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (augmentation de δ) donne lieu à une augmentation importante du courant critique, ce qui témoigne du fait que l'introduction de désordre sur les chaînes CuO est responsable pour l'ancrage des lignes de flux. En même temps, la plage de champs sur laquelle la fusion des vortex est mesurable change. Si, pour les monocristaux de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ les mieux oxygénés, la chaleur latente associée à la transition peut être observée à des champs magnétiques dépassant les 20 T [114], l'intervalle de champs est rapidement rogné par l'apparition de *point critiques* inférieurs et supérieurs [116, 117], et d'un effet de pic du courant critique sur une ligne $T^*(B)$ croissante qui rejoint le point critique supérieur (Fig. 1.6a). La position des points critiques sur la ligne $T_m(B)$ est corrélée avec les lignes de j_c constant dans le diagramme (B, T) . A des champs plus importants que le point critique supérieur, on n'observe plus de chaleur latente en chaleur spécifique ; cependant, une marche apparaît dans la chaleur spécifique à la température ou l'ancrage de vortex se manifeste [118], ce qui a appuyé des spéculations quant à l'existence de plusieurs phases liquides de vortex distincts.

Un plus fort désordre, introduit par un sous-dopage plus appuyé ($\delta \gtrsim 0.1$), ou par les irradiations aux électrons ou aux protons, effectués respectivement par Fendrich *et coll.* [119] et Petrean *et coll.* [120], mène à la disparition complète des signatures attribuées à la transition de premier ordre. Ceci est un résultat clairement différent de celui des irradiations du $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ monocristallin avec des électrons de 2,5 MeV, effectuées au Laboratoire des Solides Irradiés par Khaykovich *et coll.* [121]. Ces derniers auteurs

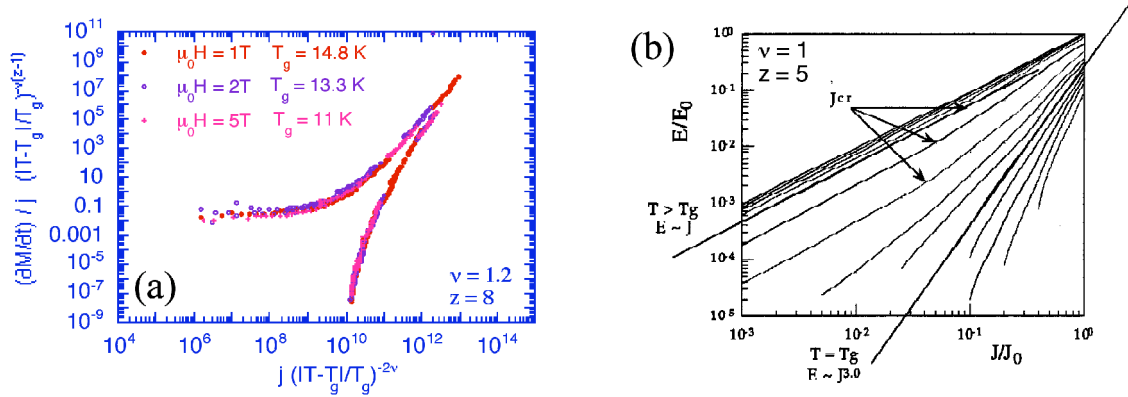


FIG. 1.7 — Deux exemples de lois d'échelle des caractéristiques courant-tension, observées dans des supraconducteurs à haute température critique (a) $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ [136] ; les caractéristiques $E(j)$ ont été reconstituées à partir de la relaxation magnétique lente de l'état de Bean, mesurée à de différentes températures et à de différents champs magnétiques. Le comportement $E(j)$ et $E(T)$ semble suivre une loi d'échelle en correspondance avec les prédictions [4], avec un exposant de la longueur de corrélation $\nu \sim 1, 2$, et un exposant dynamique anormalement grand, $z \sim 8$. (b) Courbes courant-tension mesurés dans un monocristal du $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ [137]. Les caractéristiques $E(j)$ adoptent une loi de puissance à une température T_g . De la puissance, on déduit $\nu = 1$ et $z = 5$, indépendamment de la valeur du champ magnétique appliqué.

trouvent que la transition de premier ordre est robuste par rapport au défauts d'irradiation introduits. De plus, les résultats présentés dans le chapitre 6 montrent qu'il n'y a probablement pas de points critiques dans l'état mixte du $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$.

1.6 Verre de vortex

L'accroissement du désordre cristallin, ou encore l'augmentation du champ magnétique, donne lieu à l'élargissement des transitions résistives, jusqu'à l'annulation de résistance linéaire à la *ligne d'irréversibilité* $B_{irr}(T)$ [122, 123, 124]. Ce fait, couplé à la prémisse que l'état fondamental dans ces cristaux n'est certainement pas le réseau d'Abrikosov mais une phase sans corrélations à longue distance des positions des vortex [125], ont mené Matthew Fisher à la proposition qu'en présence de désordre, la transition vers l'état supraconducteur à la ligne d'irréversibilité se fait de manière continue [4, 128]. La modélisation de cette transition doit beaucoup à la théorie élaborée quelques années auparavant pour le gel des moments magnétiques dans une configuration aléatoire dans les verres de spin [129]. On aurait donc, dans un supraconducteur du $\text{II}^{\text{ème}}$ type désordonné, une transition de second ordre, à $T_G(B)$, vers un "verre de vortex". Le verre de vortex correspond à une réalisation particulière de l'ensemble de vortex localisé de manière aléatoire dans le potentiel du désordre, ou, de manière équivalente, à une réalisation particulière de la distribution de la phase ϕ perpendiculairement à la direction du champ magnétique. Le verre de vortex est donc caractérisé par une valeur non-nulle du paramètre d'ordre (1.11). Fisher maintient que le critère (1.3) doit être remplacé par un critère du type

$$\left| \frac{T - T_G}{T_G} \right| < \left[\frac{\pi c_s k_B T_c}{\varepsilon \varepsilon_0(0) \xi(0)} \right]^2 \quad (1.20)$$

avec $c_s \sim 0, 4$, ce qui aurait pour conséquence que le régime de fluctuations critiques serait considérablement élargi, et que les lois d'échelle obtenus dans le cadre du groupe de renormalisation soient directement mesurables à travers les propriétés thermodynamiques et de transport [4]. Comme c'est la mise en ordre de la configuration, perpendiculairement à B , de la phase qui est en jeu, les supraconducteurs de type II désordonnés sont dans la classe d'universalité du modèle XY.

Afin de décrire les mesurables physiques, on introduit une longueur de corrélation $\xi_G \sim |T - T_G|^{-\nu}$, laquelle décrit la divergence, à T_G , de la taille typique des domaines de phase corrélés. Les propriétés

physiques sont déduits à partir d'une forme d'échelle de l'énergie libre, $G \sim \xi_G^{-D} \mathcal{G}(B\xi_G^2/\Phi_0)$. Comme le potentiel vecteur apparaît dans (1.2) en combinaison avec la dérivée spatiale de ψ , on a $A \sim \xi_G^{-1}$. A partir de là, la densité de courant

$$j \sim \frac{\partial G}{\partial A} \sim \xi_G^{1-D} \quad (1.21)$$

et le champ électrique

$$E = -\frac{\partial A}{\partial t} \sim \xi_G^{-(1+z)}, \quad (1.22)$$

où l'on a introduit l'exposant dynamique z décrivant le ralentissement critique des fluctuations, avec échelle de temps $\tau \sim \xi_G^z$. Si l'on suppose une forme d'échelle pour le champ électrique, celle-ci prend obligatoirement la forme $E\xi_G^{2+z-D} \sim \mathcal{E}_\pm(j\xi_G^{D-1})$. L'indice \pm fait référence aux fonctions d'échelle valables pour les températures supérieures à, ou inférieures à T_G . A $T \gg T_G$, on recouvre la loi de Ohm, $\mathcal{E}_+(x) \rightarrow x$. La résistivité linéaire $\rho = E/j$ prend donc la forme

$$\rho \sim \xi_G^{(2+z-D)/(1-D)} \sim \left| \frac{T - T_G}{T_G} \right|^{\nu(z-1)/2} \quad (D=3). \quad (1.23)$$

A T_G , tous les grandeurs doivent être invariant d'échelle, ainsi

$$E = j^{(1+z)/(D-1)} \sim j^{(1+z)/2} \quad (D=3). \quad (1.24)$$

On s'attend donc que les caractéristiques courant-tension aient, à l'approche de la transition vitreuse, une forme qui ressemble de plus en plus à une loi de puissance avec exposant universel. Enfin, l'induction $B = \nabla \times \mathbf{A} \sim \xi_G^{-2}$, tandis que le champ magnétique $H \sim \partial G / \partial B \sim \xi_G^{2-D}$.

Au début des années 1990, précédant la découverte de la transition de fusion des vortex, de nombreux auteurs ont fait acte d'observation des lois d'échelle du type (1.23) et (1.24), notamment dans les couches minces de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [130, 131, 132, 133]. L'observation de ces lois dans des monocristaux non-maclés était beaucoup plus rare, bien que les auteurs [120] prétendent avoir observé la loi (1.23) dans des cristaux de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ irradiés avec des protons. Safar *et coll.* [135] et van der Beek *et coll.* [136] font acte de l'observation de comportement vitreux dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ optimalement dopé, dans des champs magnétiques supérieurs à 1 T. Les autres observations de lois d'échelle, effectués sur des monocristaux d' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ contenant des plans de mûlage [134] ont depuis été attribué à la formation d'une autre phase vitreuse, le *verre de Bose*, caractérisé par la localisation de lignes de flux sur des défauts étendus dans la direction du champ magnétique (voir ci-dessous). Depuis la découverte de l'ancrage par des coeurs de dislocations vis dans les couches minces de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [143, 144, 145, 146], même les résultats obtenus sur ces matériaux-là peuvent être attribué à l'observation du verre de Bose. Au bout du compte, les observations les moins ambiguës de comportement vitreux de l'ensemble de lignes de flux dans un supraconducteur tri-dimensionnel désordonné sont celles de Klein *et coll.* dans le $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$ [142, 137].

1.7 Verre de Bose

La découverte de la ligne d'irréversibilité [122, 123, 124] et de l'étendue importante du liquide de vortex dans les SHTc, a motivé une quête rapide pour l'amélioration de l'ancrage des lignes de flux dans ces matériaux. Une stratégie explorée dès 1989 fut l'irradiation. Après les expériences pilotes de Fleisher *et coll.* [147] sur l'irradiation avec des neutrons thermiques de l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ dopé au U, les efforts se sont concentrés sur quatre types de projectiles : électrons de haute énergie, neutrons, protons, et ions lourds de haute énergie. Là où une irradiation (à basse température, voir chapitre 2) avec des électrons de haute énergie produit une dispersion homogène de défauts ponctuels (lacunes et interstitiels), les irradiations avec des protons et des neutrons produisent surtout des amas de défauts. Enfin, l'utilisation d'ions lourds de haute énergie en tant que projectile est unique en ce que l'interaction des ions avec le système électronique de la cible est responsable, dans une certaine gamme d'énergies, pour l'apparition de défauts étendus sous forme de *traces latentes*, formées dans le sillage de l'ion. Les traces constituent

des zones cylindriques totalement amorphisées, isolantes, dont, dans les SHTc, le rayon est comparable à ξ , c'est à dire, au rayon du coeur des vortex. Lorsque le champ magnétique est aligné avec les traces, on a donc un piège idéal, dont la géométrie comme le rayon coïncide avec ceux d'une ligne de flux.

Les premières expériences effectuées sur des SHTc irradiés avec des ions lourds de haute énergie montrèrent non seulement un accroissement dramatique du courant critique (à températures intermédiaires), mais, contrairement à ce qui avait été obtenu par irradiation avec d'autres projectiles, également un accroissement très important du champ d'irréversibilité. Cet accroissement peut atteindre jusqu'à un facteur 10^3 dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. Par ailleurs, lorsque l'on irradie des monocristaux suffisamment "propres" pour que l'ensemble de vortex subisse la transition de fusion, toute signature de cette transition est en apparence effacée : la transition résistive sous champ est élargie, et la discontinuité de la densité de flux est confondue avec l'irréversibilité associée au courant d'écrantage (courant critique). On verra dans le chapitre 5 que *toutes les propriétés thermodynamiques sont modifiées de manière importante à cause de la modification de l'énergie libre de l'état fondamental du supraconducteur*. Ce résultat a une implication générale : il indique directement que le désordre cristallin ne modifie pas seulement les propriétés (électro-) dynamiques des supraconducteurs, mais l'état fondamental même. Il est donc possible, en analysant des grandeurs thermodynamiques comme l'aimantation ou la chaleur spécifique, d'obtenir des informations précises sur l'interactions des lignes de flux avec le potentiel du désordre.

L'augmentation considérable de $B_{irr}(T)$ et la modification de la phénoménologie du matériau supraconducteur aux alentours de la ligne d'irréversibilité, due à la localisation manifeste des vortex dans le potentiel des défauts d'irradiation, a mené Nelson et Vinokur à postuler l'existence d'une variante du verre de vortex, dont le caractère principal est l'anisotropie induite par l'introduction de pièges rectilignes agissant comme centres d'ancrage de vortex : cette nouvelle phase thermodynamique est le *verre de Bose* [5]. En employant une analogie poussée entre le système de lignes de flux et les lignes d'univers d'un système de bosons sur un substrat désordonné, Nelson et Vinokur adaptent des résultats simples de la mécanique quantique à fin d'obtenir des résultats exacts concernant l'interaction entre lignes de flux et défauts colonnaires [138]. On obtient ainsi des expressions fermées pour le courant critique, les barrières d'activation opposant la libération d'une ligne de flux d'un défaut par agitation thermique, et la réponse du système à une rotation du champ magnétique, dans les différents régimes caractérisés par un rapport plus ou moins important entre densité n_v de lignes de flux et densité n_d de colonnes. On a ainsi, pour des densités de courants forts $j > j_1 = U(T)n_d/\Phi_0$, la reptation par nucléation de demi-boucles (half-loop creep), menant à une résistivité

$$\rho \propto \frac{\sqrt{2}Tj}{\pi E_k j_1} \exp\left(-\frac{E_k}{k_B T} \frac{j_1}{j}\right); \quad (1.25)$$

$E_k = \sqrt{\varepsilon_l U(T)/n_d}$ est l'énergie d'une demi-boucle joignant deux traces, $\varepsilon_l \approx \varepsilon^2 \varepsilon_0 / a_0^2$ est la tension de ligne non-locale d'un vortex, et $U(T)$ est l'énergie d'ancrage (par unité de longueur) d'un vortex sur un défaut [5, 149]. Pour des densités de courant inférieures à j_1 , la probabilité d'expansion d'une demi-boucle d'extension inférieure à la distance moyenne entre deux traces devient négligeable, et on entre dans le régime de reptation par sauts à portée variable,

$$\rho = \rho_0 j \exp\left[-\frac{E_k}{k_B T} \left(\frac{j_\mu}{j}\right)^{1/3}\right], \quad (1.26)$$

ou $j_\mu = n_d^{3/2}/\Phi_0 g(\mu_V)$, $g(\mu_V)/[\text{Jm}^{-1}]$ est la densité d'états des vortex dans le potentiel aléatoire formé par l'ensemble des traces, et μ_V est le potentiel chimique des lignes de flux [5, 139, 140, 141].

Nelson et Vinokur ont également développé un formalisme de lois d'échelle inspiré par celui de Fisher [4]. Ce formalisme, depuis corrigé par Lidmar et Wallin [148], pose une anisotropie de la longueur de corrélation, $\xi_\parallel = \xi_\perp^\zeta$ (où l'on suppose que l'exposant d'anisotropie $\zeta = 2$). Les longueurs ξ_\perp et ξ_\parallel sont les longueurs de corrélation perpendiculaire et parallèle à l'axe d'anisotropie imposée par la présence des défauts linéaires. La transition supraconducteur-état normal sort alors de classe d'universalité du modèle XY, et se situe dans une nouvelle classe d'universalité anisotrope. Pour le champ magnétique aligné avec

les défauts, on a

$$j_{\perp} \sim \frac{\partial G}{\partial A_{\perp}} \sim \xi_{\perp}^{2-D-\zeta} \quad (1.27)$$

$$j_{\parallel} \sim \frac{\partial G}{\partial A_{\parallel}} \sim \xi_{\parallel}^{1-D} \quad (1.28)$$

$$E_{\perp} = -\frac{\partial A_{\perp}}{\partial \mathbf{t}} \sim \xi_{\perp}^{-(1+z)}, \quad (1.29)$$

$$E_{\parallel} = -\frac{\partial A_{\parallel}}{\partial \mathbf{t}} \sim \xi_{\perp}^{-(\zeta+z)}, \quad (1.30)$$

ou les indices \parallel, \perp indiquent l'orientation par rapport à celle des défauts colonnaires. La résistivité linéaire prend la forme

$$\rho_{\perp} = \frac{E_{\perp}}{j_{\perp}} \sim \xi_{\perp}^{D+\zeta-3-z} \sim \left| \frac{T - T_{BG}}{T_{BG}} \right|^{\nu(2-z)} \quad (\zeta = 2, D = 3), \quad (1.31)$$

$$\rho_{\parallel} = \frac{E_{\parallel}}{j_{\parallel}} \sim \xi_{\perp}^{D-\zeta-z-1} \sim \left| \frac{T - T_{BG}}{T_{BG}} \right|^{-\nu z} \quad (\zeta = 2, D = 3). \quad (1.32)$$

A T_G ,

$$E_{\perp} = j^{(1+z)/(2-D-\zeta)} \sim j^{(1+z)/3} \quad (1.33)$$

$$E_{\parallel} = j^{(\zeta+z)/(1-D)} \quad (\zeta = 2, D = 3). \quad (1.34)$$

En ce qui concerne le $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ irradié, Jiang *et coll.* semblent confirmer la pertinence de ces lois [150]; Grigera *et coll.* ont étudié leur validité dans le cas de l'accrochage des vortex par des plans de mûlage dans le même matériau [151].

Tout comme le critère de Lindemann pour la fusion de l'ensemble des lignes de flux ne peut nous éclairer sur l'origine de cette transition, l'observation de lois d'échelles attribués à un comportement vitreux des vortex n'indique quoi que ce soit quant à l'origine ou le mécanisme de cette transition-là non plus. Dans le même esprit ou l'on démontrera, dans le chapitre 4, quels modes de fluctuations du réseau de vortex sont responsable pour la fusion, on combinera, dans le chapitre 5, des mesures thermodynamiques à l'équilibre avec des expériences sondant la dynamique des lignes de flux à fin de se prononcer sur la disparition de la résistivité linéaire à la ligne d'irréversibilité.

Chapitre 2

Outils

Ce chapitre fait le point sur les propriétés des matériaux supraconducteurs utilisés pour les travaux présentés dans la suite, ainsi que sur les principales techniques expérimentales.

2.1 Obtention et caractérisation des monocristaux supraconducteurs

YBa₂Cu₃O_{7- δ} Les cristaux de YBa₂Cu₃O_{7- δ} dont des résultats sont présentés dans ce recueil ont été élaborés par F. Holtzberg du I.B.M. Thomas J. Watson Research Center à Yorktown Heights (Etats-Unis). Les cristaux croissent dans des creusets en Au, et sont recuits sous oxygène dans des tubes en Pt scellés pour une période de 14 jours à fin d’obtenir un dopage optimal ($\delta \sim 0.04$) [154].

Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+ δ} Les monocristaux de Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+ δ} ont été élaborés soit dans le groupe du Prof. P.H. Kes à Leiden (Pays-Bas), soit par N. Motohira du le groupe de K. Kishio à l’Université de Tokyo, dans les deux cas par la méthode de la zone fondue. Cette méthode s’impose par le très faible intervalle de température entre la formation du matériau par réaction chimique solide, et le point de fusion (815°C), et, surtout, parce-que le Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+ δ} fond de manière non-congruente : le solide ne peut être en équilibre avec une phase liquide de la même composition, d’où l’impossibilité de faire croître des cristaux de Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+ δ} homogènes à partir d’un flux liquide. La croissance à partir du matériau préformé s’impose. Concrètement, dans un four à miroirs elliptiques, un bâtonnet du matériau polycristallin, la “feed”, est translaté lentement à travers une zone où la température est contrôlée entre les températures eutectiques et péritectiques du système. Par expérience [36], on a trouvé que la composition de “feed” Bi_{2.6}Sr_{1.9}CaCu_{2.6}O_x est optimale pour la formation de grands cristaux de la phase Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+ δ} . Pendant la croissance, le liquide est tenu entre deux menisques, une sur la “feed” et l’autre sur un noyau monocristallin de croissance, la “germe” ou “seed”. On choisit pour ce matériau un bâtonnet de Bi_{2.16}Sr_{1.91}Ca_{1.03}Cu_{2.6}O_x (rapport Sr :Ca = 1,85). Une translation lente du “feed” à travers la zone fondue permet la fonte du matériau polycristallin et la recristallisation de côté de la “seed”. Une lente rotation permet l’homogénéisation de la zone fondue.

Un paramètre important dans la procédure de croissance est la pression partielle d’oxygène qui règne dans le bâtî [36]. Une pression excessive d’oxygène modifie sensiblement le rapport des cations Sr :Ca. Là où pour une pression partielle ambiante du O₂ (200 mBar / 20 kPa) on a Sr :Ca proche du rapport initial 1,85, des croissances sous pression partielles de 200 voir 300 kPa donnent lieu à Sr :Ca de 2,02 et 2,08 [36]. Le changement de T_c correspondant est considérable. La croissance de la plupart des monocristaux est faite sous pression ambiante, ce qui donne des cristaux généralement légèrement sur-dopés, avec une $T_c \approx 86$ K. Une croissance à 200 kPa donne lieu à $T_c = 95,5$ K, une croissance à 300 kPa donne $T_c = 89$ K. Or, pendant nos études, il est apparu que ces cristaux sont souvent hétérogènes, notamment en ce qu’ils contiennent des intercroissances de la phase Bi₂Sr₂Ca₂Cu₃O₁₀ [161]. Dans la suite, on utilisera donc les

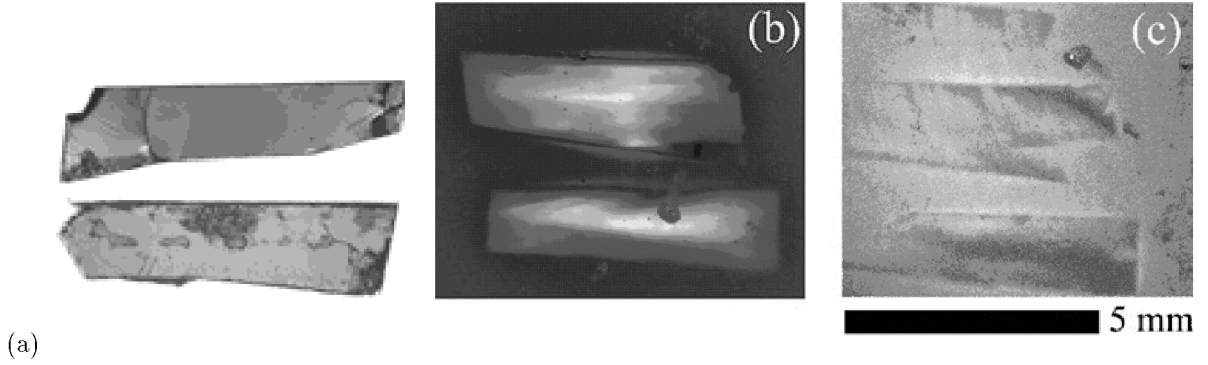


FIG. 2.1 – (a) image en lumière polarisée des cristaux de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (b) Image magnéto-optique directe du flux piégé dans des cristaux de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, bruts de séparation de la boule, après application et annulation d'un champ magnétique de 50 mT, à $T = 25$ K. L'échelle en gris représente la densité de flux. Ainsi, les régions claires correspondent à une induction locale "élevée", tandis que les régions sombres ont une induction faible ou nulle. On observe le piégeage de flux sur des intercroissances, probablement de la phase $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ [161] (c) Image magnéto-optique différentielle montrant l'exclusion d'un champ magnétique de 0.2 mT, à $T = 85$ K. On observe des régions de plus forte exclusion du flux, correspondant à une modulation de l'avancée de la ménisque du liquide pendant la croissance.

monocristaux produit sous pression ambiante, dont le taux dopage et l'homogénéité sont assurés par des recuits appropriés sous air. Notamment, un recuit de 6 heures à 800° produit des cristaux optimalement dopés, avec $T_c = 89$ K.

Il n'est pas possible d'obtenir la phase sous-dopée de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ par cette méthode. Les monocristaux sous-dopés, avec $p = 0,10 - 0,11$, ont été obtenus par croissance sous pression partielle d'oxygène (25 mBar / 2,5 kPa). Ils sont ensuite recuits sous vide [159] ou sous N_2 pour une période pouvant aller jusqu'à 2 semaines.

La croissance par méthode de zone fondue fournit une boule cylindrique composé de grands monocristaux; cette boule a une longueur de plusieurs cm, et un diamètre d'environ 6 mm. La taille latérale des cristaux individuels peut aller jusqu'à 15 mm. La méthode de croissance comprend une lente convergence vers une composition d'équilibre de la zone fondue, ce qui implique que les premiers mm de la boule sont hétérogènes. Des familles de cristaux avec une même orientation sont séparées de la boule avec une lame de rasoir dédiée à ce travail. Les cristaux d'une famille soudés par un joint de grain de type incliné ("tilt boundary") sont le plus souvent écartés, même s'ils peuvent être séparés avec une scie à fil. Les cristaux joints par des intercroissances ou par des joints de grain de type [001] sont séparés par clivage. Les cristaux ainsi obtenus sont ensuite vérifiés pour leur homogénéité par la méthode magnéto-optique.

Cette méthode est employée pour révéler la présence d'intercroissances (voir Fig. 2.1), joints de grain, et autres irrégularités de croissance, lesquels peuvent sérieusement affecter le comportement thermodynamique et dynamique des lignes de flux. La procédure habituelle est, ensuite, de découper les régions homogènes à l'aide d'une scie à fil (épaisseur du fil en W de 20 - 30 μm , poudre abrasive SiC de grain 1 μm).

2.2 La méthode magnéto-optique pour la visualisation du flux

La méthode magnéto-optique de visualisation du flux magnétique [160] permet une cartographie directe de la composante perpendiculaire de l'induction magnétique sur la surface plane d'un matériau. Dans le cas des matériaux supraconducteurs, elle fournit une excellente méthode pour la caractérisation de leur pureté. La présence d'hétérogénéités macroscopiques, tels que des intercroissances de deuxième phases, une hétérogénéité de la composition chimique, la présence de joints de grains ou encore de dislocations a des conséquences importantes sur l'ancrage des lignes de flux dans l'état mixte. L'étude de la pénétration

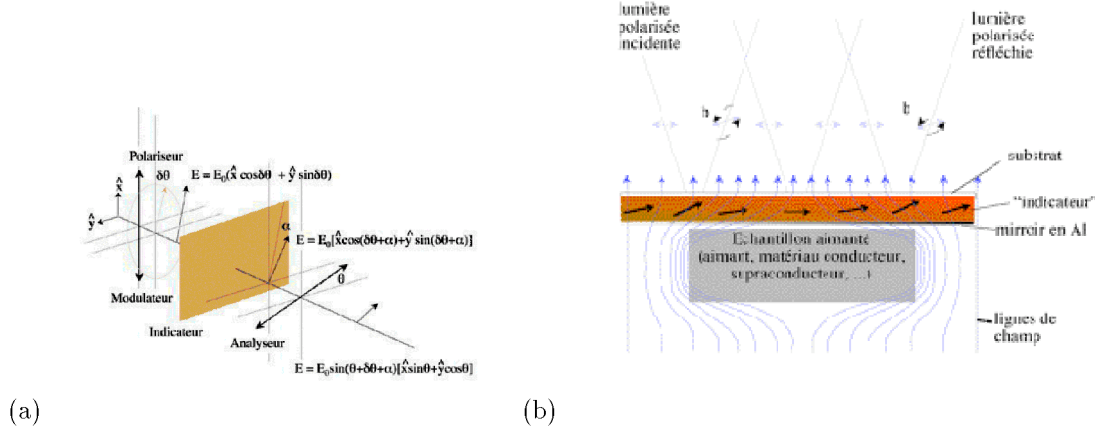


FIG. 2.2 – (a) Principe de la visualisation du flux magnétique. La polarisation linéaire du faisceau lumineux incident subit une rotation α lors de la traversée du grenat magnétique à anisotropie planaire. La visualisation se fait avec un analyseur, dont l'orientation est de $\frac{\pi}{2} - \theta$ par rapport à la direction de polarisation incidente (b) configuration expérimentale.

des vortex, et de la distribution spatiale de l'induction rémanente lorsque le champ magnétique extérieur est enlevé révèle la présence de ces imperfections : pendant la pénétration du champ les lignes de flux entrent moyennant les chemins de faible ancrage, tels que des joints de grain, tandis que la distribution rémanente est due à la décoration par les lignes de flux des zones fortement piègeurs (à grand courant critique) (voir Figure 2.1).

On peut également utiliser la méthode magnéto-optique pour la détermination des propriétés électrodynamiques *locales* du matériau. De fait, une mesure de la variation spatiale et temporelle de (la composante perpendiculaire de) l'induction permet l'évaluation de la densité de courant, $j_y = \mu_0^{-1} \partial B_z / \partial x$ et du champ électrique $E_y = - \int_0^{W/2} (\partial B_z / \partial t) dx$. L'intégration est effectuée du centre de l'échantillon, ou d'un autre point où $E_y = 0$, vers le bord à $x = W/2$. La technique permet ainsi d'identifier quelles zones du supraconducteur (volume, bords, inclusions chimiques) portent le courant d'écrantage, par exemple, près de la ligne d'irréversibilité, et où le champ électrique, et donc les pertes du à l'effet Joule, sont concentrées.

2.2.1 Méthode

En pratique, la méthode de visualisation du flux consiste à poser une couche épaisse d'un grenat magnétique à anisotropie planaire, le plus souvent $(\text{Lu,Y,Bi})_3(\text{Fe,Ga,Al})_5\text{O}_{12}$ déposé sur un substrat transparent de Grenat de Gadolinium-Gallium, ("l'indicateur") sur l'échantillon à étudier. L'application d'un champ magnétique extérieur, perpendiculaire au plan, induit une aimantation perpendiculaire dans le grenat magnétique. Une aimantation plus ou moins forte se laisse observer grâce à la rotation Faraday que subit la polarisation de la lumière lorsqu'elle traverse le grenat. Cette rotation est proportionnelle au produit $\mathbf{k} \cdot \mathbf{M}$, où \mathbf{k} est le vecteur d'onde la lumière et \mathbf{M} est l'aimantation du grenat. Dans le cas du grenat à anisotropie planaire, l'aimantation subit une rotation α hors du plan de la couche, en fonction des composantes perpendiculaire B_\perp et parallèle B_\parallel de l'induction

$$\alpha \sim \arctan (B_\perp / (B_\parallel + B_K)) ; \quad (2.1)$$

B_K est le champ d'anisotropie. La rotation Faraday correspondante est de $\mathcal{V} B_K \alpha$, où \mathcal{V} est la constante de Verdet. Les indicateurs utilisés ont une rotation Faraday de, typiquement, entre $3 \times 10^{-3} \text{ }^\circ\text{G}^{-1}$ et $3 \times 10^{-2} \text{ }^\circ\text{G}^{-1}$, pour des champs de saturation $\sim \pi B_K$ de 0.2 T et 60 mT, respectivement.

Les observations sont faites avec un microscope à lumière polarisée en mode “réflexion” : le faisceau lumineux est réfléchi sur une couche d’Aluminium (épaisseur 100 nm) déposée sur le grenat, et traverse donc le grenat deux fois. Toute modulation spatiale de l’induction magnétique induite par le moment magnétique de l’échantillon présent sous le grenat se traduit par une modulation spatiale de l’aimantation du grenat et de la rotation Faraday, et produit donc une modulation de l’intensité lumineuse dans l’image observée. L’acquisition des images est faite avec une caméra CCD de 1344×1024 pixels, refroidie à -50°C , avec une profondeur d’acquisition des données de 12 bits (6700 electrons par pixel de $6 \text{ par } 6 \mu\text{m}^2$).

L’intensité locale de l’image est donnée par

$$I(\mathbf{r}) = I_0(\mathbf{r}) + E_0^2(\mathbf{r}) \sin^2(\alpha(\mathbf{r}) + \theta) \approx I_0(\mathbf{r}) + 2E_0^2(\mathbf{r})\theta\alpha(\mathbf{r}) \quad (\alpha, \theta \ll \pi/2) \quad (2.2)$$

où I_0 est l’intensité de fond, dû à l’imperfection des polariseurs, à la lumière parasite, et à la dépolarisation dans les éléments du bâtis ; E_0^2 est l’intensité du faisceau polarisé incident, θ est le défaut angulaire par rapport à la direction où les polariseur et l’analyseur sont parfaitement croisés. On voit que pour des petits angles, θ fait office de facteur de gain.

On peut s’affranchir de l’intensité de fond $I_0(\mathbf{r})$ par soustraction d’une image prise préalablement à l’application du champ magnétique, ou encore en modulant l’orientation du polariseur ou de l’analyseur. Pour chaque pixel, la relation (2.2) contient trois inconnues : I_0 , E_0 , et α . Il est donc possible d’obtenir une mesure absolue de l’angle de rotation Faraday en effectuant trois mesures indépendantes, ou l’angle relative par rapport à la position croisé sont θ et $\theta \pm \delta\theta$. L’angle absolue de rotation Faraday est obtenue comme

$$\alpha(\mathbf{r}) = \frac{I(\theta + \delta\theta) - I(\theta - \delta\theta)}{I(\theta + \delta\theta) - 2I(\theta) + I(\theta - \delta\theta)}. \quad (2.3)$$

La méthode de modulation de la polarisation est implémentée en utilisant une couche épaisse ($d = 5 \mu\text{m}$) d’un grenat Yttrium-Fer (YIG) à anisotropie perpendiculaire, placé dans l’axe optique juste après le polariseur du microscope [162]. La couche, de forme circulaire, est entouré d’une petite bobine, permettant l’application d’un champ de 2 mT. Ce champ provoque une aimantation non-nulle du film, et une rotation Faraday de la polarisation.

2.2.2 Méthode directe

La méthode dite “directe” de l’imagerie du flux magnétique permet d’élucider et de quantifier un grand nombre de phénomènes liés à l’ancrage et la dynamique des lignes de flux dans les supraconducteurs, ainsi que celle des parois de domaine dans les matériaux magnétiques [163, 164, 165, 166, 167]. Or, elle ne permet pas de visualiser le comportement du flux dans le régime de température intéressant ou l’irréversibilité magnétique due à l’ancrage des vortex disparaît, et où le plus grand nombre de mesures de transport sont effectuées. Ceci devient encore plus pertinent dans le cas où cette disparition de l’irréversibilité correspond à une transition de phase du système, comme c’est le cas des lignes de flux dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. Ceci est dû au fait que les indicateurs présentent une rotation Faraday insuffisante pour être repérée dans le cas de modulations de l’induction locale inférieures à 0.1 mT.

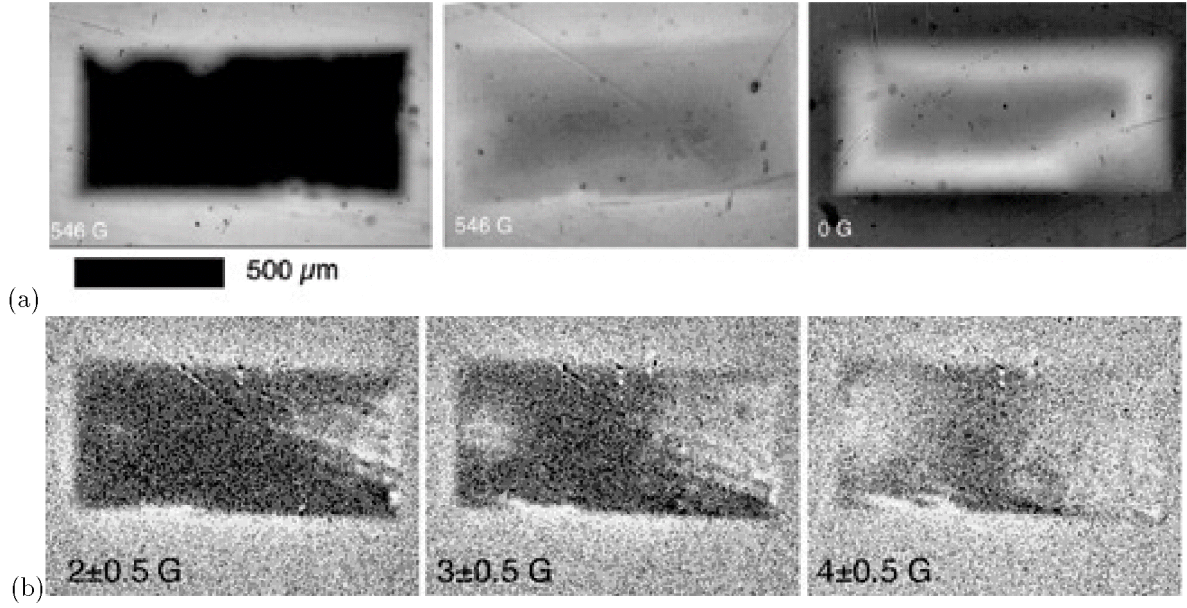


FIG. 2.3 – (a) Pénétration du flux magnétique dans un monocristal du composé $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ “sous-dopé”, avec $T_c = 65$ K. Dans l’image de gauche, on aperçoit l’écrantage (presque) parfait du champ appliqué, $H_a = 546$ G / 54,6 mT par le cristal rectangulaire, à $T = 21$ K. Après avoir attendu quelques dizaines de secondes, l’activation thermique des vortex a fait pénétrer le flux, voir l’image centrale. Après avoir rammené le champ appliqué à zéro, on aperçoit le flux piégé par le désordre cristallin, reparti selon l’anneau prévu par le modèle de Bean [170, 171]. L’homogénéité de la pénétration du flux et de la répartition du flux piégé (rectangle suivant les bords du cristal) font penser que nous avons affaire à un échantillon parfaitement homogène à l’échelle étudiée, c’est à dire, supérieure à $5 \mu\text{m}$. (b) Suite d’images magnéto-optiques *différentielles* du processus de transition de 1^{er} ordre dans le même cristal que (a), à 68 K. Les images sont obtenues en additionnant 10 clichés au champ appliqué H_a . Le champ est ensuite augmenté de $\delta H_a = 0,5$ Oe. Dix nouvelles images sont successivement soustraites de la première somme. Cette procédure est répétée vingt fois, suite à quoi on moyenne les vingt clichés différentiels. On observe alors le *changement* de l’induction locale produit par la modulation δH_a . Les images doivent s’interpréter comme une carte bi-dimensionnelle de la “perméabilité” magnétique $\delta B / \delta H_a$. Ainsi, gris clair, en dehors du cristal, correspond à une perméabilité de 1 ; noir, à une perméabilité 0 (écrantage complet) ; et blanc, à la perméabilité paramagnétique liée à la progression du front de transformation de phase [168, 169].

2.2.3 Méthode différentielle

Dans ces cas, on a recours à la méthode d’imagerie magnéto-optique dite “différentielle” (DMO). Un cliché est obtenu sous les conditions (H, T, I, θ) , après quoi on change la valeur d’un seul des quatre paramètres indépendants (I est un courant de transport éventuellement injecté dans le supraconducteur par des contacts électriques). Par exemple, pour une modulation du champ magnétique, on prend un deuxième cliché à $(H + \delta H, T, I, \theta)$, ou $\delta H \sim 0.1$ mT, typiquement. La différence des deux images forme l’image différentielle. Une répétition de cette procédure et le moyennage des résultats sur un grand nombre d’images permet d’accroître le rapport signal / bruit de manière suffisante pour percevoir les variations de l’induction qui nous intéressent. Si le changement local de la rotation Faraday produit par la modulation d’un paramètre indépendant est de $\delta\alpha$, le signal différentiel s’en suit comme

$$\Delta I = E_0^2 \sin \delta\alpha \sin (2\theta + 2\alpha) ; \quad (2.4)$$

On voit que le signal différentiel entre *linéairement* et non *quadratiquement* dans l’intensité. De nouveau, le décroisement θ des polariseurs peut être utilisé comme facteur de gain. Il est à signaler que, vu la répartition spatiale de la densité de flux, de l’hétérogénéité de l’indicateur, ou encore, de l’éclairage,

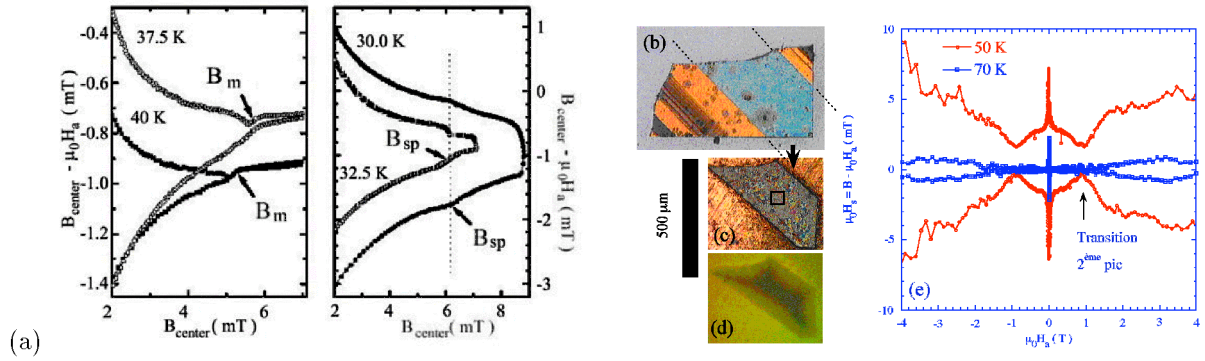


FIG. 2.4 – Magnéto-métrie à sondes à effet Hall. (a) (b) Cycles d’hystérésis de l’induction locale telles que mesurées sur un cristal de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ sous-dopé, avec $T_c = 69.4$ K. Les données sont représentées comme le “champ propre”, $\mu_0 H_s = B_{\text{local}} - \mu_0 H_a$. Le panneau de gauche montre des données à des températures intermédiaires : à des inductions en deça de la transition de 1^{er} ordre, la densité de flux locale est hystérétique à cause de l’ancrage des vortex, mais le saut de densité de flux dû à la transition est encore clairement détectable. Dans ce cas précis, le champ d’irréversibilité $B_{\text{irr}}(T)$ correspond à la fermeture de la boucle d’hystérésis à B_m . Le panneau de droite montre les résultats à des températures plus faibles, où la transition de 1^{er} ordre se manifeste par une cassure dans la dépendance en champ du courant d’écrantage (et donc de H_s). (b) Cristal maclé de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, dont l’on découpe la partie non-mâclée (c). (d) Image magnéto-optique de la pénétration du flux magnétique dans la partie non-mâclée, à $T = 44$ K et $\mu_0 H_a = 21$ mT. (e) Cycles d’hystérésis magnétique, mesurées par une sonde à effet Hall posée à l’endroit désigné par le carré dans (c). On aperçoit clairement l’augmentation du courant d’écrantage à la transition dite du 2^{ème} pic.

le facteur de gain ne prendra jamais la même valeur pour l’image entière. De plus, l’Eq. (2.4) montre qu’il faut comprendre les images différentielles comme une convolution du signal dû à la modulation du paramètre choisi avec l’image directe. Dans le cas de modulation du champ magnétique, cela revient à une image convoluée de la perméabilité magnétique locale $\delta B/\delta H \sim \delta\alpha$ ($\delta\alpha \ll \pi/2$) avec l’image directe de la distribution du flux. Cela est sans conséquence près de $B_m(T)$ dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ optimalement dopé ou surdopé, ou encore près de $B_{\text{irr}}(T)$, dans la mesure où l’hystérésis dû au piègeage de vortex est négligeable. Or, l’influence de l’image directe peut être importante dans des cristaux SHTc irradiés ou sous-dopés, où l’irréversibilité s’avère être importante jusqu’à la transition vers le liquide de vortex.

Des exemples d’observations différentielles sont reproduits dans les Figures 2.1(b) et 2.3(b) ; dans la dernière Figure, on observe la propagation du front de transformation de premier ordre du réseau de vortex dans un monocristal de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ sous-dopé en oxygène. Le fait que le cristal soit déficient en oxygène ramène le champ de transition à une valeur inférieure à 100 Oe, sans autre incidence sur la physique. La transition de phase est marquée par une discontinuité $\Delta B \approx 5 \times 10^{-5}$ T dans la densité des lignes de flux, lorsque le système passe du solide de vortex (moins dense) au liquide de vortex (plus dense). La discontinuité se manifeste comme un saut dans de l’induction locale. Les régions du supraconducteur sur lesquels le front de transition de phase a progressé lors d’une modulation, soit du champ magnétique appliqué, soit de la température sont repérés comme des zones de haute intensité dans un cliché de magnéto-optique *différentielle* [168] [voir Fig. 2.3(b)]. On aperçoit que le front de transition est très découpé, et suit des imperfections linéaires du cristal, jusque-là insoupçonnées.

2.3 Magnéto-métrie locale avec des sondes à effet Hall microscopiques

Une partie des mesures de magnéto-métrie locale ont été effectuées en mesurant $B(\mathbf{r})$ directement en utilisant des (réseaux de) sondes à effet Hall microscopiques, mises au point par M. Konczykowski. L’échantillon sous étude est posé à cet effet sur une sonde à effet Hall, ou sur un réseau linéaire de sondes.

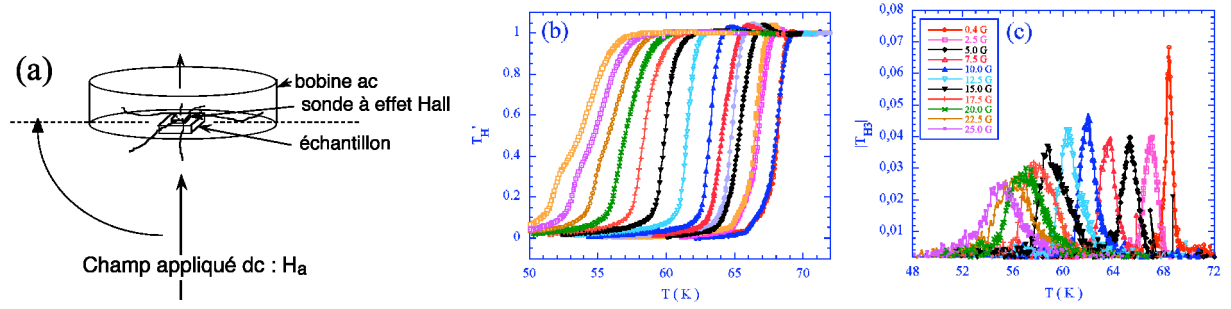


FIG. 2.5 – (a) Magnétométrie à sondes à effet Hall en mode ac (b) Composante en-phase T'_H de la transmittivité fondamentale mesuré sur un cristal sous-dopé de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ ($T_c = 69.4$ K), avec un champ magnétique périodique d'ampleur $h_{ac} = 1$ Oe et de fréquence 7.753 Hz. (c) Norme $|T_{H3}|$ de la troisième harmonique.

L'aire active des sondes est de 2×2 à $10 \times 10 \mu\text{m}^2$, selon le type de sonde. Les sondes sont alimentées par un courant de $100 \mu\text{A}$ typiquement. La mesure de l'évolution de la densité de flux dans un point, ou sur une ligne de points, est complémentaire à la méthode magnéto-optique en ce que l'information sur la répartition spatiale de B est beaucoup plus limitée, mais la sensibilité des sondes est bien supérieure à celle des grenats : on peut atteindre une sensibilité de quelques 10^{-7} T, ce qui correspond à $\sim 0.01\Phi_0$ sur une aire de $10 \times 10 \mu\text{m}^2$. Les mesures sont faites soit en mode dc ; on mesure alors l'induction locale B , à l'emplacement de la sonde, et moyennée sur l'aire active de celle-ci ; soit en mode ac. En mode dc, les données sont représentés en termes du champ propre de l'échantillon, $H_s(\mathbf{r}) = B(\mathbf{r})/\mu_0 - H_a$, ou H_a est le champ appliqué (voir Fig. 2.4).

En mode ac, un champ magnétique périodique d'amplitude h_{ac} de l'ordre de 10 - 100 μT est superposé au champ magnétique statique. Les fréquences utilisées varient entre 0,5 Hz et 2 kHz, les limites étant imposées par le bruit basse fréquence de l'environnement, et par le couplage inductif entre bobine et les contacts de courant et de tension de la sonde à effet Hall. La tension périodique $V_{ac}(f, T)$ mesurée entre les bornes de la sonde à effet Hall est proportionnelle au flux traversant l'aire active. En ce qui concerne des échantillons supraconducteurs, les données sont présentées sous forme de "transmittivité",

$$T_H = \frac{V_{ac}(f, T) - V_{ac}(f, T \ll T_c)}{V_{ac}(f, T \gg T_c) - V_{ac}(f, T \ll T_c)} \quad (2.5)$$

directement proportionnelle au flux traversant l'échantillon au niveau de la sonde [172]. En effet, la soustraction du signal à température suffisamment basse [à laquelle l'échantillon se comporte comme une inductance (diamagnétique) parfaite] compense exactement le flux magnétique traversant la sonde Hall en contournant l'échantillon, tandis que le facteur de normalisation correspond au quotient de l'inductance propre de la sonde à effet Hall et la mutuelle entre celle-ci et l'échantillon.

On peut également définir une transmittivité à la troisième harmonique de la fréquence du champ périodique appliqué :

$$T_{H3} = \frac{V_{ac}(3f, T)}{V_{ac}(f, T \gg T_c) - V_{ac}(f, T \ll T_c)}. \quad (2.6)$$

La détection d'une contribution à la troisième harmonique de la fréquence appliquée signifie que l'échantillon sous étude obéit une électrodynamique nonlinéaire, à la fréquence et à l'amplitude du champ périodique donné. En ce qui concerne un matériau supraconducteur, cela implique que la caractéristique courant-tension est non-linéaire à cause du piégeage des lignes de flux par les défauts ; dans le cas d'un matériau à onde de densité de charge, c'est le piégeage de l'onde qui est en cause. Enfin, dans le cas d'un matériau magnétique, la détection d'une troisième harmonique est révélatrice de la création / destruction de surface de paroi entre les différents domaines de Weiss. Il est à noter que la détection d'une 2^{ème} harmonique non-nulle est indicatif d'une réponse électromagnétique asymétrique pour champs magnétiques positifs et négatifs. Ceci n'est le cas que dans certaines situations particulières, comme celle d'une courbe $H_s(H_a)$

asymétrique par rapport à ce que le champ soit croissant ou décroissant *et* que, simultanément, l'amplitude du champ périodique est plus important que celle du champ statique auquel il est superposé. On utilisera donc l'apparition d'un T_{H3} non-nul en refroidissant un échantillon supraconducteur sous champ pour déterminer la position de la ligne d'irréversibilité $B_{irr}(T)$ (ou $T_{irr}(B)$).

Par ailleurs, dans le cas d'échantillons non-magnétiques et conducteurs, la partie réelle (en phase) de la première harmonique, T'_H , est simplement lié au courant d'écrantage $j(f)$ induit par le champ périodique. Dans le cas d'une électrodynamique très nonlinéaire à cause de l'ancrage des lignes de flux (modèle de Bean), on a

$$T'_H = 1 + \left(\frac{1}{2} - J\right) \arccos(1 - 2J) - \sqrt{J(1 - J)} \quad \left(0 < J < \frac{1}{2}\right) \quad (2.7)$$

$$T'_H = \left(\frac{1}{2} - J\right) [\pi - \arccos(1 - 2J)] + \sqrt{J(1 - J)} \quad \left(\frac{1}{2} < J < 1\right) \quad (2.8)$$

ou $J \equiv j(f)a/h_{ac}$ (a est la dimension pertinente de l'échantillon). Ces expressions peuvent être approximées,

$$J(f, B, T) = \frac{1}{\pi} \arccos(2T'_H(f, B, T) - 1) \quad (2.9)$$

à fin de déduire le courant d'écrantage à partir de la transmittivité. Comme le champ électrique $E \sim \mu_0 h_{ac} f$ est, dans ce cas, une fonction linéaire de l'éloignement du bord de l'échantillon, et simplement proportionnelle à $h_{ac} f$, la mesure de la transmittivité dans le régime nonlinéaire en fonction de la fréquence permet la reconstitution des courbes $I(V)$ du supraconducteur dans le régime de tension correspondant à $10^{-8} - 10^{-4} \text{ Vm}^{-1}$ ($10^{-11} - 10^{-7} \text{ V}$ pour un échantillon de taille millimétrique).

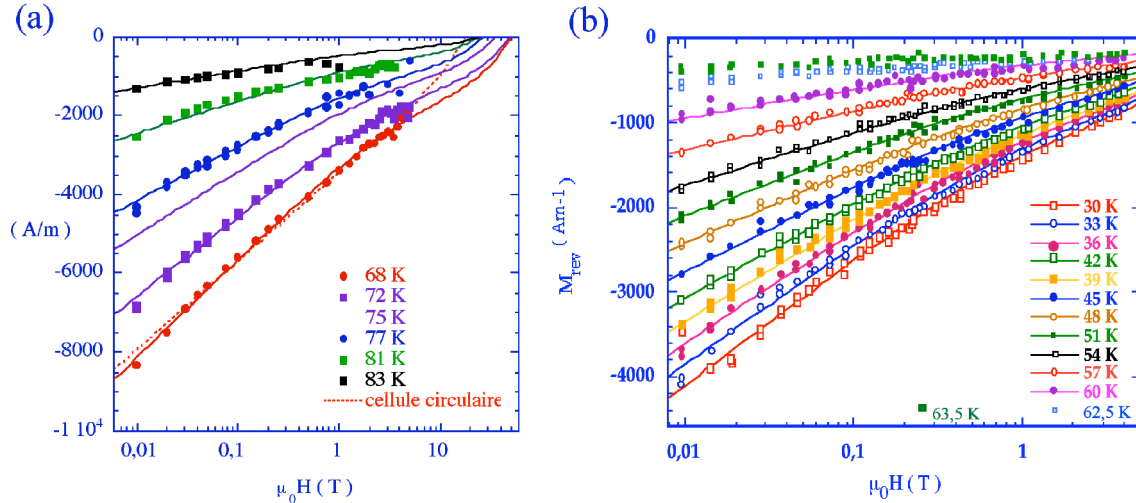


FIG. 2.6 – Aimantation réversible de monocristaux de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ sur-dopé [(a) : $p = 0.17$, $T_c = 86.4 \text{ K}$] et sous-dopé [(b) : $p = 0.10$, $T_c = 65.0 \text{ K}$]. Dans les deux cas, l'aimantation pour $T \ll T_c$ est bien décrite par la théorie de Ginzburg et Landau, Eq. (1.7) [18]. Le résultat (1.7) est comparé avec un ajustement avec le modèle de la cellule circulaire développé par Koshelev [173], où $M_{rev} = -(\epsilon_0/2\Phi_0)[(1+2b-1.08b^2) \ln(0.35/b) - 4b - 1.98b^2]$, pour le cristal sur-dopé à 68 K. La sous-estimation de H_{c2} dans le dernier cas est manifeste.

2.4 Mesures de la longueur de pénétration magnétique

2.4.1 Aimantation à l'équilibre

Une des méthodes les plus directes pour obtenir la valeur absolue de la longueur de pénétration de London et du paramètre $\varepsilon_0(T)$ [Fig. 1.4] est la mesure de l'aimantation à l'équilibre M_{rev} du matériau supraconducteur. Pour la quasi-totalité des échantillons discutés dans la suite, ces paramètres ont été déterminés de cette façon. Dans la plupart des cas, M_{rev} a été mesuré à l'aide du magnétomètre à SQUID commercialisé par Quantum Design. Dans ce dispositif, l'échantillon est translaté sur une distance Δh à travers un système gradiométrique de bobines de détection. La tension d'induction est mesurée en fonction de la position de l'échantillon par le SQUID ; le moment magnétique est ensuite déterminé par ajustement à une modélisation du signal attendu pour un dipole magnétique. Afin d'éviter la pollution du signal (de l'ordre de quelques 10^{-6} à quelques 10^{-5} emu, c'est-à-dire, quelques 10^{-9} - 10^{-8} Am²) par celui du porte-échantillon, le cristal supraconducteur est suspendu avec une goutte de vernis entre deux fibres de quartz, maintenus à l'aplomb par une bille de quartz soudée du côté inférieur. Cette bille ne traverse pas les bobines de détection du magnétomètre lors de la mesure. La sensibilité requise pour la mesure de l'aimantation réversible exige $\Delta h \sim 4 - 6$ cm. Par contre, toute mesure faite sur un supraconducteur dans le régime de température et de champ magnétique ou l'ancrage de vortex est important requiert que Δh soit réduit à 2 cm, à fin d'éviter que l'échantillon traverse des cycles d'hystérésis en champ, ceci à cause de l'hétérogénéité du champ magnétique produit par la bobine supraconductrice du magnétomètre.

Toutes les mesures d'aimantation réversible présentées dans la suite représentent des données corrigées pour le signal du porte-échantillon, mesuré à 40 K au dessus de T_c . La valeur de M_{rev} est obtenue à partir du moment magnétique corrigé, par division par le volume du cristal supraconducteur en question.

2.4.2 Méthode de perturbation de cavité

Une deuxième technique utilisée est la mesure de la résistance de surface, à l'aide d'une cavité supraconductrice immergée dans un bain de ⁴He liquide [174]. Ce dispositif a été installé au Département de Physique de l'Université de Kyoto par le Dr. T. Shibauchi - un dispositif similaire est actuellement en construction au Laboratoire des Solides Irradiés. Le cristal supraconducteur à mesurer est positionné sur l'embout d'une tige en saphir, au centre de la cavité résonnante en Pb. La cavité est pompée à vide moyennant les guides d'onde utilisés pour amener le champ hyperfréquence. On excite le mode TE₀₁₁ de la cavité, à $f \sim 27,8$ GHz ; le facteur de qualité $Q \sim 4 \times 10^5$. Le cristal est positionné de telle manière à ce que le champ magnétique hyperfréquence soit perpendiculaire aux plans CuO₂, et que l'on induise uniquement des courants d'écrantage dans les plans. Du décalage de la fréquence de résonance induite par la présence du cristal supraconducteur, on déduit la réactance de surface $X_s = 2\pi\mu_0 G_2 \Delta f$; la résistance de surface $R_s = 2\pi\mu_0 G_1 \Delta(1/Q)^{-1} = 2\pi\mu_0 G_1 [Q_{cavité-éch.}^{-1} - Q_{cavité}^{-1}]$, où $Q_{cavité}$ est le facteur de surtension de la cavité vide, et $Q_{cavité-éch.}$ est celui de la cavité avec l'échantillon. Si, pour la détermination de R_s , la limite pour $T \rightarrow 0$ peut être prise pour la détermination de $Q_{cavité}$, la détermination de X_s requiert la mesure de la cavité vide.

Les facteurs géométriques G_1 et G_2 , qui ont la dimension de longueur, correspondent à des distances relatifs à la cavité (G_2) ou l'échantillon (G_1). Par exemple, pour une cavité cylindrique de rayon R et de hauteur h , le mode TE_{mnp} est donnée par

$$f_{mnp} = \frac{c}{2\pi\sqrt{\mu_r \epsilon_r}} \left[\frac{x_{mn}^2}{R^2} + \frac{p^2 \pi^2}{h^2} \right]^{1/2} ; \quad (2.10)$$

ϵ_r et μ_r sont la constante diélectrique et la perméabilité magnétique relatives du matériau de la cavité, et x_{mn} est la racine de l'équation de Bessel (pour le mode TE₀₁₁, $x_{01} = 3,882$). Pour une couche mince d'épaisseur e couvrant toute une surface de la cavité, la longueur de pénétration généralisée λ_{ac} (ou, si le film est à l'état normal, la longueur de peau, δ_s) est directement obtenue à partir de la variation de la fréquence

$$\lambda_{ac} = e - \frac{h}{1 + x_{mn}^2 h^2 / \pi R^2} \frac{f - f_{mnp}}{f_{mnp}} \quad (2.11)$$

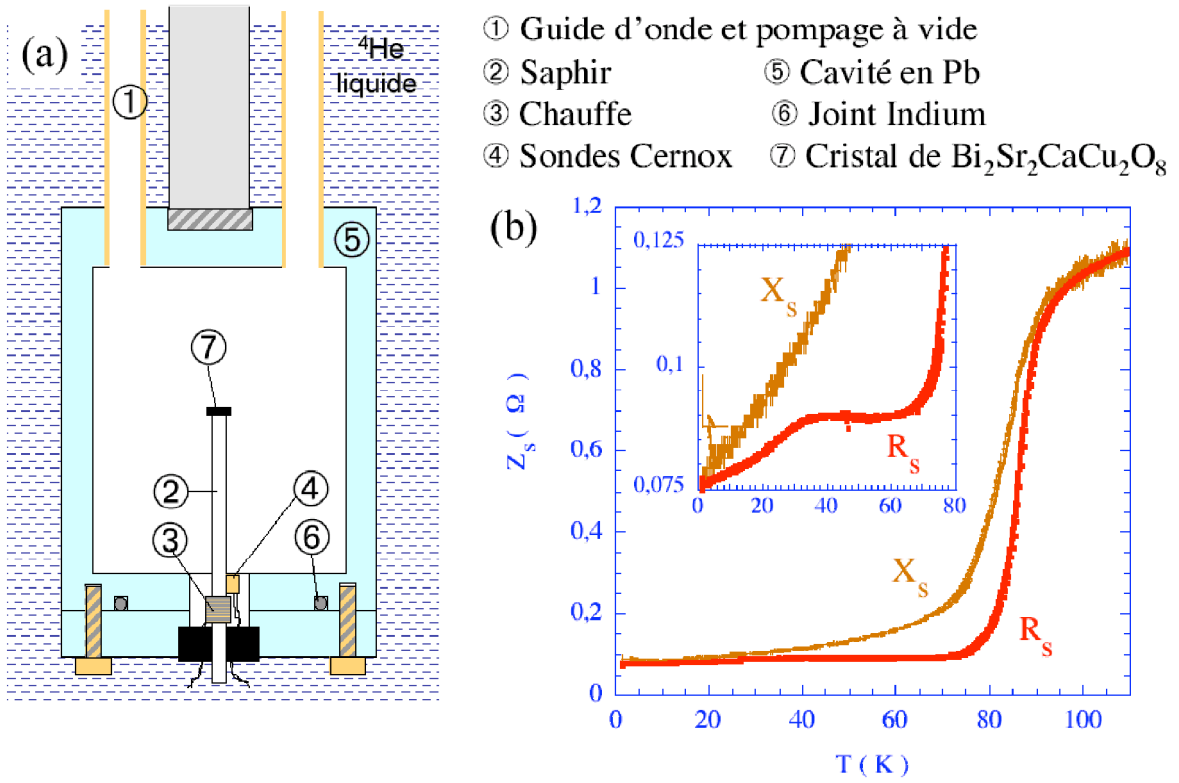


FIG. 2.7 – Cavité supraconductrice en Pb utilisé pour les mesures de la résistivité de surface des monocristaux de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ utilisés. (b) Résistance de surface d'un monocristal de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ optimalement dopé. On aperçoit clairement la dépendance linéaire de la partie inductive X_s sur la température ; cette dépendance linéaire est due à l'activation thermique de quasi-particules près des noeuds du paramètre d'ordre.

Il est souvent plus pratique de déterminer la variation $\Delta\lambda = \lambda - \lambda(T \rightarrow 0)$,

$$\Delta\lambda = \frac{h}{1 + x_{mn}^2 h^2 / \pi R^2} \frac{f(T \rightarrow 0) - f}{f(T \rightarrow 0)}. \quad (2.12)$$

En ce qui concerne les pertes, l'identification $Q = 2\pi f_{mnp} \mathcal{E} / W = f_{mnp} / f\chi''$ ($\mathcal{E} = \mu_0 h_{rf}^2$ est l'énergie par unité de volume stocké dans la cavité) montre que dans le régime de peau, ou $\chi'' \sim \delta_s / e = (\rho / e^2 \mu_0 \omega)^{1/2}$,

$$\Delta \left(\frac{1}{Q} \right) = \frac{f}{f_{mnp}} \frac{\delta_s}{e} = \frac{2\pi\mu_0 f \delta_s}{2\pi\mu_0 f_{mnp} e} \equiv \frac{R_s}{2\pi\mu_0 G_1}. \quad (2.13)$$

Dans le cas où le cristal est (beaucoup) plus petit que la cavité, et/ou de forme irrégulière, les facteurs G_1 et G_2 sont déterminés en comparant l'impédance de surface dans l'état normal, $X_s = R_s = \pi\mu_0 f \delta_s$ avec la valeur attendue à partir de la résistance dc à l'état normal, $\rho = \pi\mu_0 f \delta_s^2$. Dans notre cas, toutes les mesures sont effectuées dans le régime où δ_s est beaucoup plus petit que les dimensions du cristal. La variation relative de la longueur de pénétration peut être déterminé sans ambiguïté à basse températures, ou $X_s \approx 2\pi\mu_0 \lambda_{ab}$.

Dans le soucis d'être complet, les relations entre l'impédance de surface et les composantes réelles et

imaginaires de la conductivité complexe $\sigma = \sigma_1 + i\sigma_2$ s'écrivent :

$$\sigma_1 = 2\pi\mu_0 f_{mnp} \frac{2X_s R_s}{(R_s^2 + X_s^2)^2} \quad (2.14)$$

$$\sigma_2 = 2\pi\mu_0 f_{mnp} \frac{X_s^2 - R_s^2}{(R_s^2 + X_s^2)^2} \quad (2.15)$$

Les mesures présentées ici [voir Figs. 1.4] ne sont pas suffisamment précises pour permettre la détermination de σ_1 et σ_2 jusque dans le régime $T \ll T_c$.

2.5 Résistance de surface et Résonance de Plasma Josephson

A fin d'élucider le possible mécanisme de la transition de fusion de l'ensemble des vortex dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, on a recours à la mesure de la résistance de surface de ce matériau, dans la configuration où le champ électrique E (hyperfréquence) est appliqué parallèlement à l'axe c du matériau (perpendiculairement aux plans CuO_2). En effet, un grand nombre de travaux a visé à élucider la structure et les corrélations du réseau de vortex, dans le double but de quantifier la réponse du système au potentiel du désordre cristallin dans lequel il se trouve, et de caractériser ses transitions de phase à travers de possibles changements structurels. Or, ces méthodes, qu'il s'agit de la décoration Bitter [175, 176, 177], de la microscopie à sonde à effet Hall à balayage [178], de la microscopie SQUID à balayage [179], ou de la microscopie en champ proche [104], ont en commun que l'on mesure les corrélations spatiales du système de vortex uniquement à la surface des échantillons. Les seules techniques qui permettent d'obtenir des informations sur la structure du réseau de vortex *à l'intérieur d'un échantillon supraconducteur* sont la diffraction de neutrons [77, 180], qui a permis de déterminer une longueur minimale d'enchevêtrement du solide de vortex dans le supraconducteur cubique $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$, mais reste relativement insensible aux corrélations à courtes distances, et, en ce qui concerne les supraconducteurs lamellaires, la Résonance du Plasma Josephson [181, 182].

2.5.1 Résonance de Plasma Josephson - bref descriptif

A l'instar de la situation dans une jonction Josephson simple, la Résonance de Plasma Josephson (JPR) est une oscillation collective des paires de Cooper entre plans supraconducteurs ($\parallel x, y$) dans la situation où ceux-ci forment un empilement (le long de l'axe c), séparés par de fines couches isolantes d'épaisseur s suffisamment fines qu'un couplage Josephson existe entre eux ; alors, le courant supraconducteur $j = j_J \sin \mathcal{P}_{n,n+1}$. L'observation d'un couplage Josephson intrinsèque entre les plans du $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (avec $s = 1.5$ nm) [183, 184] nous permet de considérer que l'électrodynamique pour des champs perpendiculaires aux plans CuO_2 puisse être décrit par un tel modèle.

La différence de phase invariante de jauge entre plans n et $n+1$,

$$\mathcal{P}_{n+1,n} = \phi_{n+1} - \phi_n - \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_{z_n}^{z_{n+1}} A_z dz, \quad (2.16)$$

obéit une équation de Sine-Gordon,

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tilde{c}^2} \frac{\partial^2 \mathcal{P}_{n+1,n}}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \mathcal{P}_{n+1,n}}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \mathcal{P}_{n+1,n}}{\partial y^2} - \frac{2\pi\mu_0\lambda_{ab}^2}{\Phi_0} \left(\frac{\partial \rho_{n+1}}{\partial t} - \frac{\partial \rho_n}{\partial t} \right) + \frac{4\pi s}{\Phi_0} \frac{\partial B_y}{\partial x} \\ + \frac{\sigma_{qp,c}}{\tilde{c}^2 \epsilon_c} \frac{\partial \mathcal{P}_{n+1,n}}{\partial t} + \frac{1}{\lambda_c^2} \sin \mathcal{P}_{n+1,n} = - \frac{2\pi\mu_0 s}{\Phi_0} j_{ext}, \end{aligned} \quad (2.17)$$

où $\sigma_{qp,c}$ est la conductivité des quasiparticules le long de l'axe c , ϵ_c est la constante diélectrique pour $E \parallel c$, ρ_n est la densité de charge électrostatique dans le plan n , \tilde{c} est la vitesse de la lumière, et j_{ext} est un courant extérieur appliqué $\parallel c$. L'équation (2.17) admet des solutions de type onde plane, appelés ondes

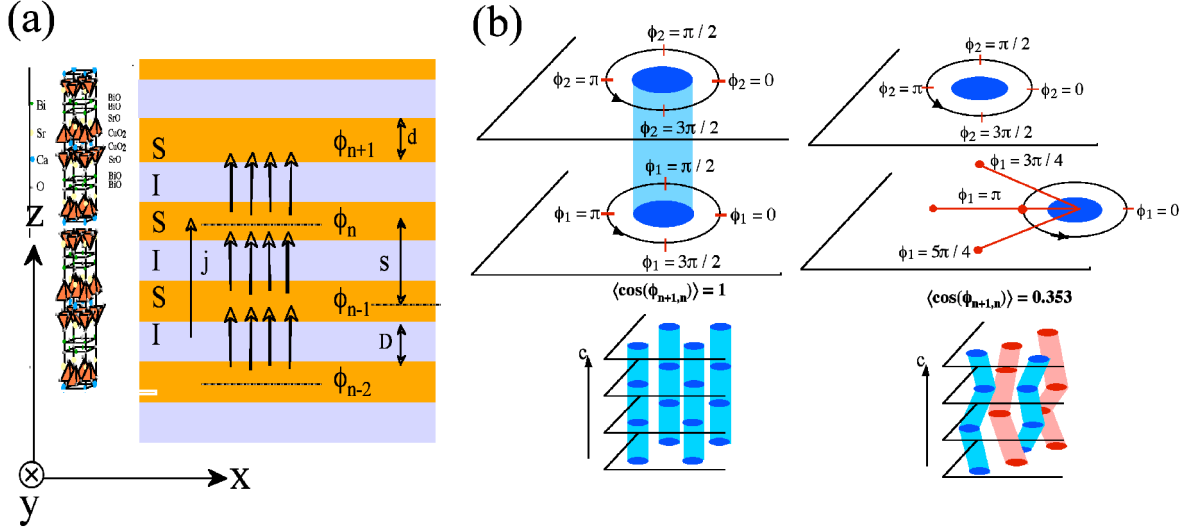


FIG. 2.8 – (a) Modélisation du composé Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+δ} en tant qu'empilement de jonctions Josephson intrinsèques. (b) Lien entre les déformations d'un vortex, ici représenté par ses intersections avec les plans fortement supraconducteur d'un composé lamellaire, et la phase de la fonction d'onde supraconductrice. Chaque vortex est associé à un changement de 2π de la phase ϕ de la fonction d'onde ψ . A gauche : Si les segments (intersections) d'un vortex dans deux plans voisins sont alignés, la différence moyenne de la phase entre les plans, $\langle \phi_{n+1,n} \rangle = 0$, alors $\langle \cos \phi_{n+1,n} \rangle = 1$ et $f_{pl}^2 = f_{pl}^2(B=0) \langle \cos \phi_{n+1,n} \rangle = f_{pl}^2(B=0)$. A droite : si les vortex sont mal alignés, il existe une différence de phase moyenne entre plans, $\langle \cos \phi_{n+1,n} \rangle < 1$ et $f_{pl} < f_{pl}(B=0)$. A partir du quotient $f_{pl}^2/f_{pl}^2(B=0)$, on peut remonter aux fluctuations de vortex dans l'échantillon.

de plasma. Dans la suite, on considérera uniquement la situation où le monocristal supraconducteur est placé dans une cavité de taille beaucoup plus importante, et où le champ électrique est dirigé le long de l'axe de l'empilement. Dans ce cas, le seul mode pouvant être excité est le mode longitudinal. On cherche une solution invariante en translation le long des plans, ce qui donne l'équation [185]

$$\frac{1}{\tilde{c}^2} \frac{\partial^2 \mathcal{P}_{n+1,n}}{\partial t^2} - \frac{2\pi s}{\Phi_0} (\nabla \times \mathbf{B})_z + \frac{\sigma_{qp,c}}{\tilde{c}^2 \epsilon_c} \frac{\partial \mathcal{P}_{n+1,n}}{\partial t} + \frac{1}{\lambda_c^2} \sin \mathcal{P}_{n+1,n} = -\frac{2\pi \mu_0 s}{\Phi_0} j_{ext}. \quad (2.18)$$

On a introduit la longueur de pénétration pour des courants perpendiculaires aux plans

$$\lambda_c \equiv \left(\frac{\Phi_0}{2\pi \mu_0 s j_J} \right)^{1/2}; \quad (2.19)$$

cette longueur correspond à la longueur de London pour des courants $\parallel c$ dans le Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+δ}. Dans la limite de petits écarts de la phase, $\mathcal{P}_{n+1,n} = \mathcal{P}^0 + \delta \mathcal{P}$, l'équation (2.18) admet des solutions sous forme d'oscillations cohérentes $\delta \mathcal{P} = \mathcal{P}_1 \exp(-2\pi i f t)$, pour $f = \sqrt{f_{pl}^2(0) \cos \mathcal{P}^0 - \sigma_{qp,c}^2 / 4\pi^2 \epsilon_c^2}$. Dans ce cas, le champ électromagnétique ne varie pas dans l'espace, il ne dépend que du temps. Dans l'absence d'une différence de phase fixe entre les plans, la fréquence de plasma est

$$f_{pl}(0) = \left[\frac{s j_J}{2\pi \epsilon_c \Phi_0} \right]^{1/2} = \frac{\tilde{c}}{2\pi \sqrt{\epsilon_c} \lambda_c}. \quad (2.20)$$

Dans ce modèle simple, le mode de plasma est non-dispersif. La constante diélectrique est donnée par

$$\epsilon(f) = 1 - \frac{f_{pl}^2(0)}{f^2} \cos \mathcal{P}^0 + \frac{i \sigma_{qp,c}}{2\pi \epsilon_c f}. \quad (2.21)$$

La dissipation engendrée par l'excitation du mode plasma par un champ électrique extérieur d'ampleur $E_{ext} \exp(-i\omega t)$, dans un matériau "infini" est

$$W = \frac{\sigma_{qp,c} E_{ext}^2}{|\epsilon(f)|^2} = \frac{f^4 E_{ext}^2}{2} \frac{\sigma_{qp,zz}}{(f^2 - \omega_{pl}^2(0) \cos^2 \mathcal{P}^0)^2 + f^2 \sigma_{qp,c}^2 / 4\pi^2 \epsilon_c^2}. \quad (2.22)$$

Dans une mesure de la résistance de surface, la résonance de Plasma Josephson se manifeste donc par la présence d'un pic d'absorption à la fréquence (2.20) ; la hauteur du pic est directement proportionnel à la composante perpendiculaire aux plans du tenseur de conductivité des quasiparticules. De tels pics ont été observés pour la première fois dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ par Tsui *et coll.* [189, 190], et définitivement attribués à la Résonance de Plasma Josephson par Matsuda [181, 191]. La Résonance de Plasma Josephson a également été observée dans le $\text{Bi}_2(\text{Sr},\text{La})_2\text{CuO}_6$ [192, 193] et dans le supraconducteur organique κ -(BEDT-TTF) $_2\text{Cu}(\text{NCS})_2$ [194, 195]. En l'absence d'un désordre intrinsèque trop important du matériau, la largeur à mi-hauteur est également proportionnelle à $\sigma_{qp,c}$. La position du pic ne dépend pas de la taille de l'échantillon [185, 196, 197].

2.5.2 Effet des lignes de flux sur la JPR

Dans l'approximation où ceux-ci peuvent être considérés comme immobiles par rapport à la variation temporelle du champ hyperfréquence [186, 187, 188], le seul effet de la présence de lignes de flux dans le supraconducteur est de modifier la configuration de la phase statique \mathcal{P}^0 . Compte tenu de la modulation de la phase introduite par les vortex, on réintroduit les dérivées spatiales de $\mathcal{P}_{n,n+1}$; en prenant également en compte la matrice d'inductions mutuelles $\hat{L}_{n,m}$ entre plans n, m , Bulaevskii *et coll.* [186] écrivent l'équation Sine-Gordon en présence de vortex :

$$\lambda_c^2 \hat{L}_{n,m} \nabla_{\mathbf{r}}^2 \hat{\mathcal{P}}_{m+1,m}^r(\mathbf{r}, t) + \left(\frac{\omega^2}{\omega_{pl}^2(0)} - i\omega\tau_c - \mathcal{C} \right) \hat{\mathcal{P}}_{n+1,n}^r(\mathbf{r}, t) = 0, \quad (2.23)$$

où $\mathcal{C}(B, T) \equiv \langle \cos \mathcal{P}_{n,n+1}^0(\mathbf{r}) \rangle$ est la moyenne spatiale du cosinus des différences de phase interplan engendrée par les déplacements statiques des galettes, moyenné dans l'espace. Cette équation a la forme de l'Equation de Schrödinger pour une particule à fonction d'onde \mathcal{P} dans un potentiel aléatoire donné par \mathcal{C} . La réponse à l'application d'un champ électrique homogène peut être obtenue de manière perturbative [187]. Dans la limite de Born,

$$\frac{1}{\epsilon(f)} = \frac{f^2}{\epsilon_c} \frac{1}{f[f - 2\pi i \tau_c f_{pl}^2(0)] - f_{pl}^2(0) \mathcal{C}(B, T) - i \Gamma_{inh}^2 / 4\pi^2}. \quad (2.24)$$

Ce résultat vient du fait que les modes qui contribuent à la résonance plasma sont les modes délocalisés de la "particule" (de la phase), qui ont une énergie proche de la moyenne du potentiel aléatoire (avec premier moment Γ_{inh}). Le caractère hétérogène conféré par les fluctuations spatiales des vortex donne alors lieu à un élargissement supplémentaire de la largeur de la raie de résonance du Plasma Josephson, qui s'ajoute à la contribution due à l'effet tunnel des quasi-particules, ici décrite par $\tau_c = \sigma_{qp,c} \lambda_c^2 / c^2 \epsilon_c$. La dépression de la fréquence de Résonance de Plasma Josephson dû au désordre dans l'ensemble de vortex est de

$$f_{pl}(B, T) = f_{pl}(0) \mathcal{C}^{1/2}(B, T) \equiv f_{pl}(0) \langle \cos \mathcal{P}_{n,n+1}^0(\mathbf{r}) \rangle^{1/2}. \quad (2.25)$$

En d'autres termes, le changement de la phase de 2π autour de chaque ligne de flux entraîne, dans le cas où les vortex effectuent des excursions latérales, une différence de phase entre plans en moyenne non-nulle qui se répercute sur f_{pl} (2.8). On peut donc, à partir d'une mesure de $f_{pl}(B)$, sous champ et de $f_{pl}(0)$, sous champ nul, remonter à l'écart moyen des vortex de leur positions de réseau, nécessaire pour expliquer la valeur de \mathcal{C} observée dans l'expérience.

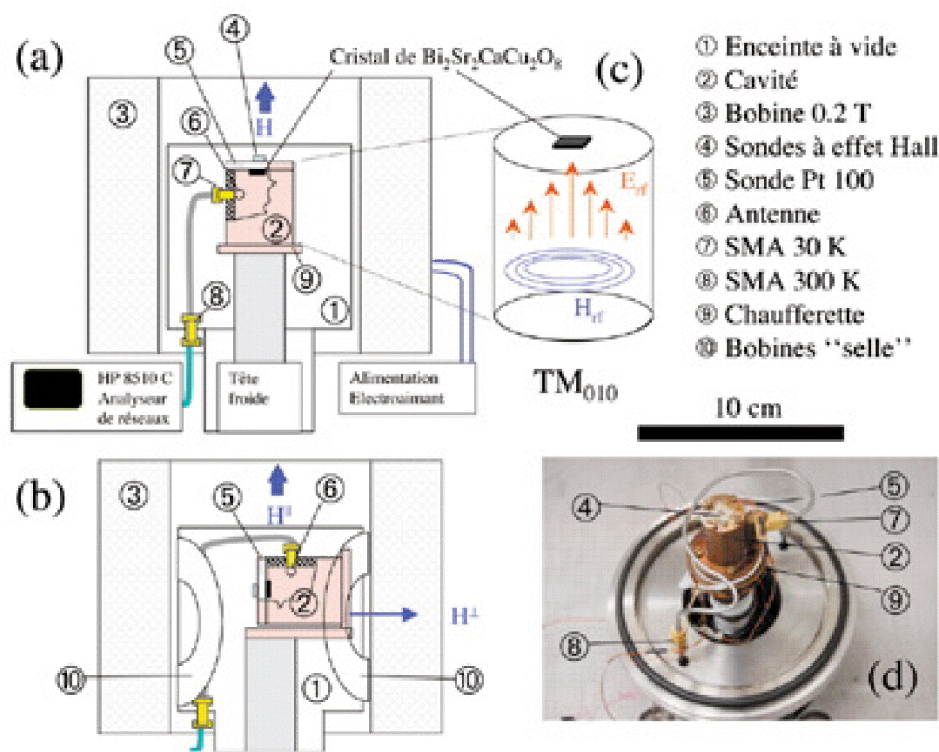


FIG. 2.9 – Méthode expérimentale pour la mesure de la Résonance de Plasma Josephson dans les supraconducteurs lamellaires. Celle-ci est très proche des méthodes couramment appliquées pour mesurer la résonance paramagnétique électronique ou la résistance de surface. (a) et (c) L'échantillon est monté sur le couvercle d'une cavité résonante en cuivre électrolytique opérant dans un des modes TM_{01n} , de telle manière que le champ électrique hyperfréquence est maximal à son emplacement et perpendiculaire aux plans CuO_2 . Par contre, le champ magnétique hyperfréquence à l'emplacement de l'échantillon est nul. La cavité est montée sur le doigt froid d'un cryogénérateur à cycle fermé. L'ensemble est monté dans la bobine d'un électro-aimant pouvant générer un champ de 0.2 T (a). La mesure effectuée est le balayage de la fréquence à travers la fréquence du mode résonant de la cavité à laquelle on s'intéresse. (b) Un dispositif adapté permet de monter la cavité à 90° par rapport au champ magnétique. Ce dernier est alors orienté parallèle aux plans CuO_2 du $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$. La présence de deux bobines auxiliaires en "selle" sur la cloche extérieure de l'enceinte à vide permet d'aligner le champ parallèle avec une précision de $0,01^\circ$, ainsi que de superposer un faible champ perpendiculaire aux plans. (d) Photographie du dispositif.

2.5.3 Résonance de Plasma Josephson : dispositif

Dans les matériaux les plus anisotropes comme le $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ ou les supraconducteurs organiques, f_{pl} tombe dans le régime des hyperfréquences, où la résonance se manifeste comme un pic d'absorption dans la résistance de surface [189, 181]. On a construit, au Laboratoire des Solides Irradiés, une expérience pour mesurer la composante réelle et imaginaire de la résistance de surface dans le régime de fréquence 19 - 39 GHz. L'échantillon est collé sur le couvercle d'une cavité résonante en cuivre électrolytique (Fig. 2.9), laquelle est montée sur le doigt froid d'un cryogénérateur à cycle fermé (réfrigérateur sans liquide cryogénique). L'ensemble cavité-doigt froid est monté dans l'axe de la bobine d'un électro-aimant, laquelle peut produire un champ jusqu'à 0.2 T le long de l'axe de la cavité (et perpendiculairement aux plans conducteurs de l'échantillon). Le champ hyperfréquence est chargé par une ligne coaxiale en acier inoxydable, qui sert également à mesurer l'absorption. La longueur de la ligne

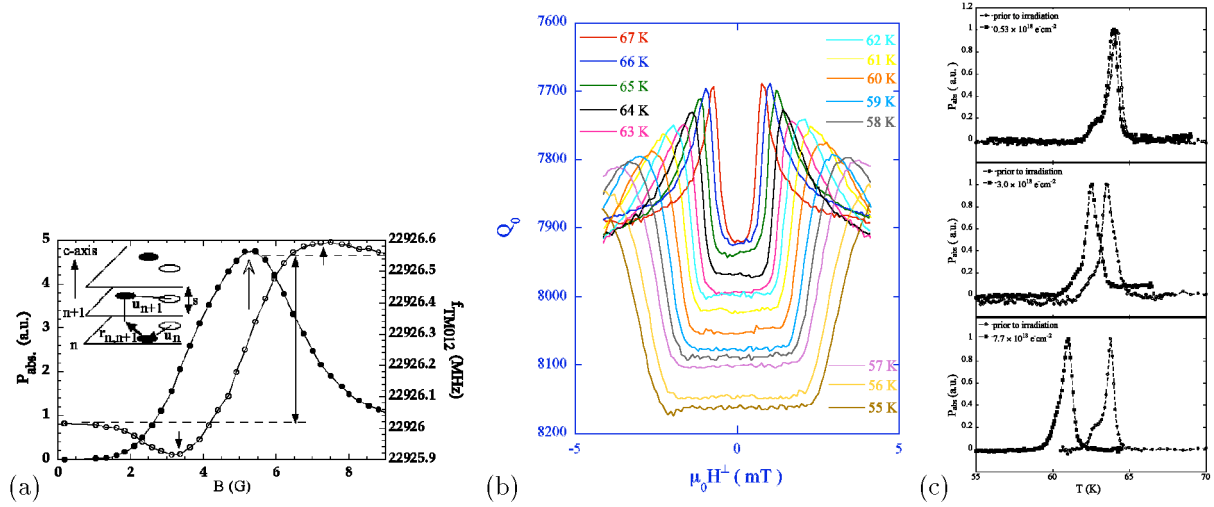


FIG. 2.10 – (a) Variation de la fréquence du mode TM_{012} de la cavité (o), et de la puissance absorbée (•), lors de l’application d’un champ magnétique perpendiculairement aux plans CuO_2 du monocristal de $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ sous-dopé “MW101” ($p \sim 0,11$, $T_c = 69,4$ K) collé au centre du couvercle de la cavité. Le pic de puissance absorbée a lieu lorsque la fréquence du mode devient égale à la fréquence de la résonance de plasma Josephson dans l’échantillon supraconducteur, $f = f_{pl}(T, B)$ (flèche ouverte). (b) Variation du facteur de surtension non-chargé de la cavité contenant un cristal sous-dopé de $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ ($p \sim 0,11$) en fonction du champs magnétique statique appliqué perpendiculairement aux plans CuO_2 , pour les températures indiquées (mode TM_{012}). (c) Variation de la puissance absorbée en fonction de la température, pour trois cristaux sous-dopés ($p \sim 0,10$) différents, avant et après irradiation avec des électrons de 2,3 MeV (voir le chapitre 3).

co-axiale, 15 cm, a été chiffrée de telle façon que l’apport thermique par conduction par l’âme n’influence pas la température de base atteignable sur le doigt froid. Le coefficient de réflexion S_{11} est mesuré avec un analyseur de réseau HP 8510C. Les pertes sur la ligne hyperfréquence ont été calibrés à 300 K et à 30 K, à fin que le plan de référence soit défini au niveau du connecteur SMA donnant sur l’antenne dans la cavité. Le dispositif a également été calibré avec une charge de 50Ω , un court-circuit, et une charge ouverte, à fin de pouvoir déterminer le facteur de qualité hors charge, Q_0 .

Les deux cavités utilisées ont été conçues de telle manière à ce que les modes TM_{01n} soient éloignés les uns des autres, et non dégénérés par rapport aux modes TE. On dispose ainsi d’une cavité avec une fondamentale TM_{010} à 19,217 GHz ; et d’une deuxième cavité dont la fondamentale est à 39,3 GHz. L’expérience consiste à choisir les modes résonnants TM_{01n} dans lesquels le champ électrique hyperfréquence est maximal à l’emplacement de l’échantillon supraconducteur, dirigé perpendiculairement aux plans CuO_2 , et pour lesquels le champ magnétique hyperfréquence a un nœud. Une plus large bande de fréquence est obtenue en utilisant plusieurs modes de la même cavité (typiquement $n = 0, \dots, 4$). On mesure ensuite la fréquence de résonance et le facteur de surtension Q_0 de la cavité, lesquels sont modifiés par la présence de l’échantillon. On observe un pic de puissance absorbée et un minimum de Q_0 lorsque la fréquence du mode résonnant devient égale à $f_{pl}(T, B)$ dans l’échantillon supraconducteur (Fig. 2.10a).

2.5.4 JPR mesurée par l’absorption d’une onde progressive

La méthode de mesure en cavité résonnante profite de l’amplification du signal dû au facteur de surtension relativement élevé (typiquement 10 000 dans nos expériences). Or, la méthode connaît aussi un inconvénient, qui est justement qu’elle est limitée à des fréquences fixes. Ceci n’est pas problématique dans le régime des hautes températures, proche de T_m : la fréquence de la JPR dépend de la température et du champ, et on peut la déterminer en balayant l’un de ces paramètres à fréquence de mesure constante. A plus basse température, f_{pl} dépend faiblement de T et ne peut être déterminé qu’à partir d’un balayage de la fréquence de mesure.

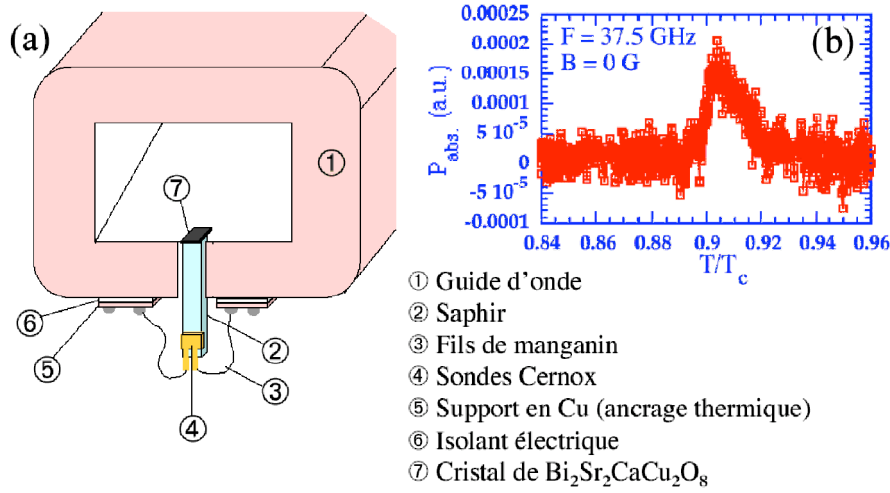


FIG. 2.11 – (a) Dispositif pour la mesure de la Résonance de Plasma Josephson en guide d'onde. La Résonance est excitée par le mode TE_{01} (onde progressive). (b) Exemple d'un pic d'absorption obtenu sur le cristal sous-dopé MW101.

Les mesures de la fréquence JPR dans ce régime ont été effectuées par S. Colson dans le laboratoire de Y. Matsuda, à l'époque à l'Université de Tokyo (Institut de Physique du Solide - Chiba). L'échantillon est placé, au bout d'une tige en saphir, dans un guide d'onde rectangulaire, voir Fig. 2.11a. Le champ électromagnétique est celui d'une onde progressive TE_{01} , dont l'amplitude est contrôlée par une boucle de régulation rétro-active pilotant un amplificateur rf, lors du balayage en fréquence (avec un "carcinotron" ou "backward-wave oscillator"). L'absorption de l'onde provoque une augmentation de la température d'un bolomètre formé par l'ensemble de la tige en saphir et d'une sonde résistive en Cernox. On obtient ainsi une mesure de la puissance absorbée lorsque la fréquence coïncide avec celle de la JPR (Fig. 2.11b). Il est à noter que cette méthode nécessite une soustraction de l'absorption mesurée par l'instrument vide, les mesures de la Fig. 2.11b représentent des données corrigées.

2.6 Irradiation avec des ions lourds de haute énergie

On a déjà fait allusion dans la section 1.7 à la méthode de choix qu'est l'irradiation avec des ions lourds de haute énergie pour l'introduction de défauts linéaires amorphes de la même géométrie et du même rayon que les coeurs de vortex. Les irradiations présentées ici ont été effectuées au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds à Caen, en employant les dispositifs IRABAT ("Irradiation à Basse Température") et IRASME ("Irradiation Sortie Moyenne Energie") de la salle cible D1. L'ion de choix est le Pb, car, avec les énergies typiques atteignables, ce projectile produit des traces latentes amorphes continues dans des cristaux SHTc d'épaisseur de quelques dizaines de μm . La profondeur de pénétration des ions avec un état de charge 56^+ en une énergie de 29 MeV/nucléon (IRABAT) est de 50 μm dans les oxides supraconducteurs ; pour les ions de moyenne énergie (5 MeV/nucléon), il faut se limiter à des épaisseurs de cible ne dépassant pas 20 μm . On constate que le paramètre crucial déterminant la formation de traces latentes continues dans le sillage des ions est le taux de pertes énergétiques au système électronique S_e (voir, par exemple, la Réf. [202]). Pour les ions (Pb, Ta) et les énergies utilisées dans la suite (entre 4 et 30 MeV / nucléon), chaque impact d'ion donne lieu à une trace latente, dont le diamètre c_0 dépend du projectile et de son énergie. La densité par unité d'aire des traces est donc de $n_d = \Phi$, ou Φ est la fluence totale des ions subie par l'échantillon cible. A fin de permettre une comparaison avec les densités des vortex lorsque le supraconducteur irradié est placé sous champ magnétique, on utilisera dans la suite

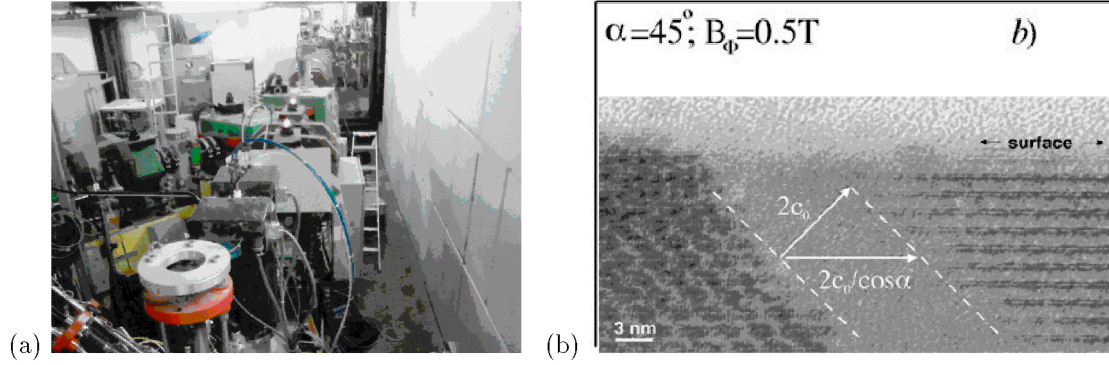


FIG. 2.12 – (a) La ligne IRASME au GANIL. (b) Cliché de Microscopie Electronique à Transmission en Haute Résolution, montrant une trace latente du passage d’un ion Pb^{56+} de 6 GeV près de la surface d’un cristal de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ optimalement dopé [198]. Le faisceau d’ions était incident à 45° par rapport à la surface.

le champ équivalent de dose,

$$B_\phi \equiv n_d \Phi_0 \quad (2.26)$$

auquel la densité de traces est égale à la densité des lignes de flux ($n_d = n_\psi$).

Dans une expérience d’irradiation “inerte” typique (sans mesure physique in-situ), les échantillons sont montés au centre d’une plaquette cible en Al. Jusqu’à cinq plaquettes sont ensuite montés en série sur un rail en Al, de dimensions standard à fin de pouvoir être glissée sur un porte-échantillon dont la position verticale vis-à-vis du faisceau est ajustable.

Le profil et le positionnement du faisceau sont réglés avec des “steerers”, une série d’aimants dipolaires et quadrupolaires montés sur les deux lignes en entrée de salle. Une plus grande homogénéité sur la zone exposé est ensuite obtenue en introduisant des diaphragmes (les “fentes”) dans le faisceau. Une aire allant jusqu’à $3 \times 3 \text{ cm}^2$ peut être exposé de manière homogène par un balayage asynchrone du faisceau (1000 Hz horizontal, 3 Hz vertical).

L’intensité du faisceau est déterminée à partir du flux d’électrons secondaires émis lors de la traversée par le faisceau d’une feuille en Ti d’épaisseur $1 \mu\text{m}$, placé en amont de la cible. Le flux est calibré avant chaque irradiation par la mise en place d’une cage de Faraday - celle-ci permet de collectionner tous les ions du faisceau et de déterminer le courant. La fluence est déterminée par une règle de trois, faisant intervenir le “bras de levier” ouverture de fentes - distance à la cible.

2.6.1 Irradiation du $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$

L’irradiation de monocristaux de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ avec des ions Pb^{56+} de 5.8 GeV induit la création de traces latentes d’un rayon $c_0 \approx 3,5 \text{ nm}$, voir Fig. 2.12b. L’irradiation du $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ optimalement dopé donne lieu à une réduction de la température critique ; pour de petites fluences celle-ci est à peu près proportionnelle à la fluence, $dT_c/d\Phi = -3,6 \times 10^{-11} \text{ Kcm}^{-2}$. L’origine de la modification de T_c a pu être déterminé suite à l’irradiation de cristaux de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ sous-dopés en oxygène. Celle révèle un phénomène surprenant : T_c des cristaux sous-dopés *augmente* en fonction de la fluence d’ions, et en fonction du temps de stockage [199]. La comparaison avec la *diminution* observée dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ optimalement dopé et surdopé suggère qu’il s’agit d’un effet d’auto-dopage suite à l’irradiation. Un simple modèle rend compte des phénomènes. Une nombre S d’atomes d’oxygène de la matrice (par plan CuO_2) est expulsé des régions amorphisées par le passage des ions pendant l’irradiation. On a, après l’irradiation, une répartition hétérogène de l’oxygène, avec une plus forte concentration autour des zones amorphisées. L’oxygène diffuse ensuite dans la matrice (Fig. 2.13a). L’application de la loi de Fick permet d’évaluer l’évolution de la densité de trous aux points selle entre traces voisines,

$$\delta n_{hs} = \frac{2S}{\pi x_d^2} \exp\left(-\frac{1}{4n_d x_d^2}\right), \quad (2.27)$$

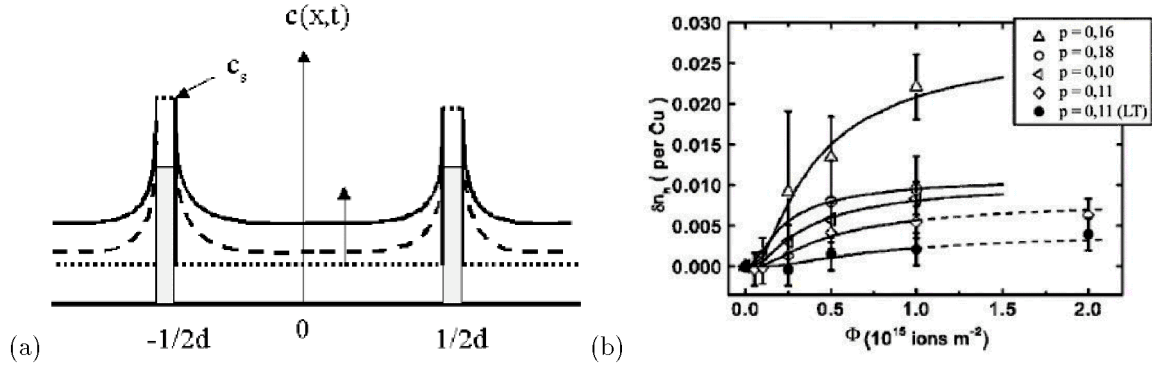


FIG. 2.13 – (a) Effet d’irradiation avec des ions lourds de haute énergie sur le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. Les traces amorphes sont dessinées schématiquement comme des colonnes verticales. Les ions les plus légers, ici l’oxygène, sont expulsés de la trace. La distribution initiale d’oxygène $c(x,0)$ (traits discontinus) se traduit en une modification de la température critique locale. Ceci se répercute sur la T_c mesurée par des expériences de transport, qui correspond à la valeur résultant du minimum de $c(x,0)$. L’évolution lente dans le temps $c(x,t)$ par diffusion d’oxygène (traits continus) donne lieu à des effets de vieillissement (changement de T_c avec le temps de stockage). (b) nombre de porteurs supplémentaires introduits dans les plans supraconducteurs (CuO_2) du $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ suite à l’irradiation avec $n \text{ m}^{-2}$ ions Pb de 6 GeV. Irradiations à température ambiante : deux lots de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ initialement sous-dopé ($T_c \approx 65 \text{ K}$ et 70 K , \triangleleft et \diamond), optimalement dopé ($T_c \approx 89 \text{ K}$, \triangle), et sur-dopé ($T_c \approx 80 \text{ K}$, \circ). Irradiations à 80 K : $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ initialement sous-dopé (\bullet). L’irradiation à basse température entraîne une expulsion d’oxygène beaucoup plus faible que l’irradiation à température ambiante.

ce qui détermine T_c , sa dépendance en fonction du temps,

$$n_{hs}(t_s) - n_{hs}(0) \approx [\bar{n}_h - n_h(0)] \left(1 - e^{-t_s/\tau}\right) \quad (2.28)$$

et donc le vieillissement. x_d est une longueur de diffusion, $\tau = 1/16n_d D_{ab}$, et D_{ab} est la constante de diffusion de l’oxygène ionique dans les plans CuO_2 . Le modèle permet de bien décrire la dépendance de

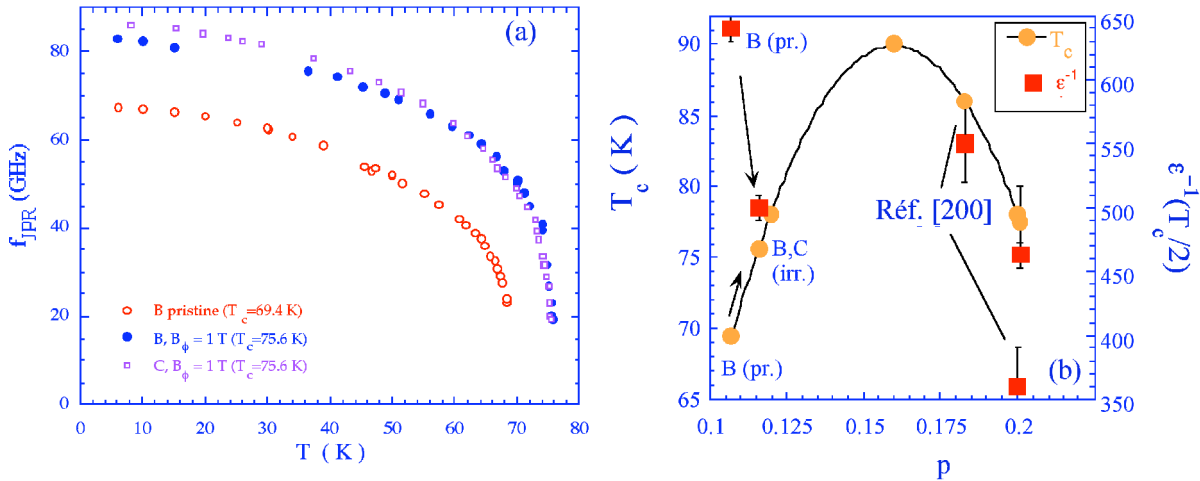


FIG. 2.14 – L’effet de l’auto-dopage affecte également l’anisotropie du $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (a) Effet d’irradiation avec $\Phi = 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ d’ions Pb^{56+} de 6 GeV sur la fréquence de Résonance de Plasma Josephson du $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ sous-dopé ($p \sim 0,11$). Les données montrent les résultats pour un cristal (“B”) avant et après irradiation selon une distribution homogène d’angles $|\theta_d| < 15^\circ$ (“splay”), mesuré à partir de l’axe c , et pour le cristal C, irradié $\parallel c$; (b) Evolution de T_c et du facteur d’anisotropie ϵ en fonction du dopage et de l’irradiation.

la densité de porteurs de charge additionnels en fonction de la fluence des ions lourds, Fig. 2.13b, et les effets de vieillissement que l'on trouve dans des monocristaux irradiés. On obtient également le nombre total des porteurs injectés depuis les traces amorphisées - un nombre qui correspond à l'éjection de 50 % de l'oxygène des intersections des plans supraconducteurs avec les traces.

2.7 Irradiation avec des agrégats C_{60}

L'observation de changements de la composition chimique du $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$, et la possibilité offerte par le suivi d'un des paramètres physiques (T_c) de mesurer le changement de la stoechiométrie locale lors du passage d'un ion lourd de haute énergie, a conduit à l'extension de ce genre d'expérience au bombardement avec une particule dont la perte d'énergie par unité de longueur lors de la traversée du matériau est de 1,5 à 2 fois supérieure à celle des ions lourds : le fullerène C_{60} . En collaboration avec A. Dunlop du L.S.I. et de N. Ishikawa du Japan Atomic Energy Research Institute (JAERI), en séjour sabbatique au L.S.I., on a procédé à des irradiations de monocristaux du $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ et du composé intermétallique supraconducteur MgB_2 [203] avec le faisceau d'agrégats C_{60} de 30 MeV du Institut de Physique Nucléaire à Orsay. Les échantillons ont ensuite été étudiés avec le microscope électronique à transmission (MET) Philips CM30 opérant à 300 keV du L.S.I., et avec l'imagerie magnéto-optique de la pénétration du flux.

Les études du MET sur le $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ (optimalement dopé) irradié font apparaître qu'il y a formation de traces par irradiation avec le C_{60} de 30 MeV. Bien qu'il y ait expulsion d'espèces chimiques depuis la trace, celle-ci se fait, au moins dans les échantillons très minces utilisés pour l'étude au MET, surtout le long de la trace et non pas radialement, comme dans la section 2.6.1. Des études magnéto-optiques montrent une forte augmentation de la force d'ancrage sur les vortex et de l'irréversibilité magnétique dans des cristaux épais (plus de 20 μm d'épaisseur), même si la pénétration des débris du C_{60} et la formation de traces n'a lieu que sur le premier μm .

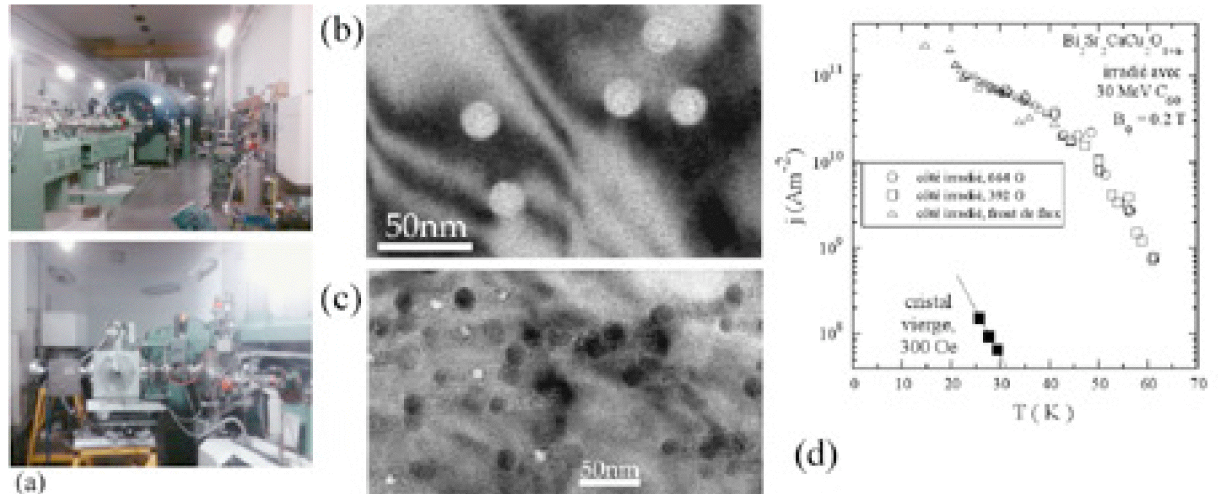


FIG. 2.15 – (a) Aperçu de la ligne du Tandem et de l'enceinte des cibles à l'Institut de Physique Nucléaire de l'Université Paris-Sud, à Orsay (b) Image de microscopie électronique en transmission (MET) en fond clair des traces amorphes de diamètre 20 nm introduites dans le $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ monocristallin par irradiation avec des agrégats C_{60} de 30 MeV (c) Cliché MET en fond clair des traces amorphes. L'échantillon est tourné sur 30° dans le faisceau d'électrons, ce qui permet d'apercevoir les points d'entrée et de sortie dans le $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ (d) Densité de courant critique d'un cristal de $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ irradié, avec une densité de traces de $1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$. On observe un agrandissement phénoménal de presque trois ordres de grandeur en comparaison avec l'échantillon "vierge".

2.8 Irradiation avec des électrons de haute énergie

L'irradiation avec des électrons de haute énergie donne la possibilité d'introduire une dispersion homogène de défauts ponctuels dans le volume d'un matériau, les distances de pénétration des électrons dans la matière étant typiquement de quelques centaines de μm . Les irradiations du chapitre 3 ont été faites avec l'accélérateur van de Graaff du Laboratoire des Solides Irradiés. Le faisceau d'électrons (d'énergie 2,3 MeV) était, à chaque fois, dirigé le long de l'axe c du composé SHTc en question. A fin d'empêcher la recombinaison de défauts, et la création d'amas, les échantillons en sont immergés dans un bain de H_2 liquide (l'installation VINKAC). Le flux d'électrons est limité à $2 \times 10^{14} \text{ e}^- \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. L'irradiation crée des déplacements atomiques aléatoires sous la guise de paires de Frenkel, dont on pense que l'effet dans les SHTc est de représenter, en ce qui concerne les défauts dans les plans CuO_2 , des diffuseurs fort, dans la limite unitaire, comparable aux défauts introduits par un dopage en Zn [201].

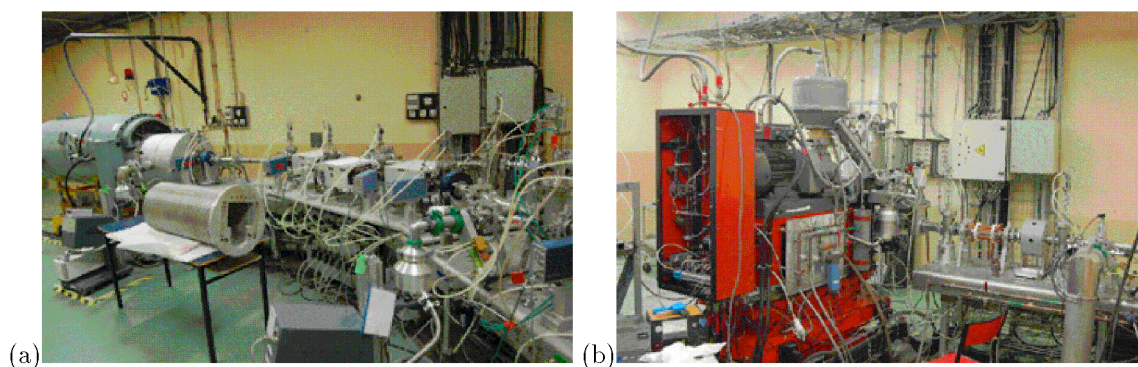


FIG. 2.16 – (a) Accélérateur van de Graaff du L.S.I. (b) Aperçu de l'installation VINKAC pour l'irradiation à 20,3 K.

Chapitre 3

Désordre et couplage axe- c dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ sous-dopé

3.1 Introduction

On dédiera ces quelques pages au couplage interplan en absence d'un champ magnétique [204]. Ceci permettra de comprendre l'origine du facteur $f_{pl}(T, 0)$ qu'il est impératif d'éliminer à fin d'isoler le facteur $\langle \cos \mathcal{P}_{n,n+1} \rangle$ qui contient l'information concernant les fluctuations positionnelles des lignes de flux [voir Eq. (2.25)]. En même temps, cette analyse permettra de qualifier le type de désordre microscopique présent dans les cristaux sous-dopés du $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ utilisés dans la suite. Ceux-ci sont des défauts dans la limite de diffusion forte (unitaire) [60] dans les plans CuO_2 , probablement liés aux lacunes d'oxygène [36], ainsi que des défauts interplan, dans les couches cationiques de BiO .

Une description du couplage interplan dans les SHTc s'inspire nécessairement de l'une des diverses approches théoriques conçus pour la description de l'état fondamental supraconducteur dans les cuprates - sujet fortement controversiel. Deux écoles de pensée principales s'affrontent. Lorsque le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ est dans sa phase surdopée ($\delta \gtrsim 0$), les propriétés électroniques sont bien décrites, de manière phénoménologique, par des théories se basant sur l'existence d'un liquide de Fermi. Lorsque δ diminue, le pseudo-gap s'ouvre sur une partie de la surface de Fermi dans l'état normal [39]. Néanmoins, on peut tenter d'extrapoler de telles théories vers des oxygénations plus faibles. Un élément clef pour la compréhension du matériau sous-dopé est alors le fort taux de désordre cristallin, lequel induit une diffusion forte de quasi-particules et une diminution de la température critique. D'un autre côté, on peut estimer que les corrélations électroniques dans le régime sous-dopé sont telles (à cause de la faible densité de porteurs et du faible écrantage de la répulsion Coulombienne qui en suit) qu'une description en termes de liquide de Fermi est inappropriée. L'ouverture de la bande interdite au-delà de T_c est alors vue comme un signe précurseur de la supraconductivité, et le témoin de fortes fluctuations quantiques de la phase [205]. Dans ce cas, l'effet du désordre est d'accroître l'ampleur de ces fluctuations.

Là ou les deux scénarios, c'est-à-dire, la diffusion des quasiparticules dans le cadre d'un modèle "fermionique" inspirée de la théorie BCS, et l'accroissement des fluctuations de la phase à cause d'une localisation progressivement plus forte des porteurs de charge et une diminution de l'écrantage, prédisent sensiblement le même effet sur l'évolution de la température critique pour un désordre cristallin croissant [206], cela n'est pas vrai pour le couplage axe c dans l'état supraconducteur. Une étude du couplage Josephson interplan dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ en fonction du désordre cristallin, introduit de manière contrôlée par irradiation avec des électrons de haute énergie avec l'accélérateur van de Graaff du L.S.I., a été menée à fin de cerner le possible mécanisme de la diminution de la densité suprafluïde parallèle à l'axe c dans ce matériau [204].

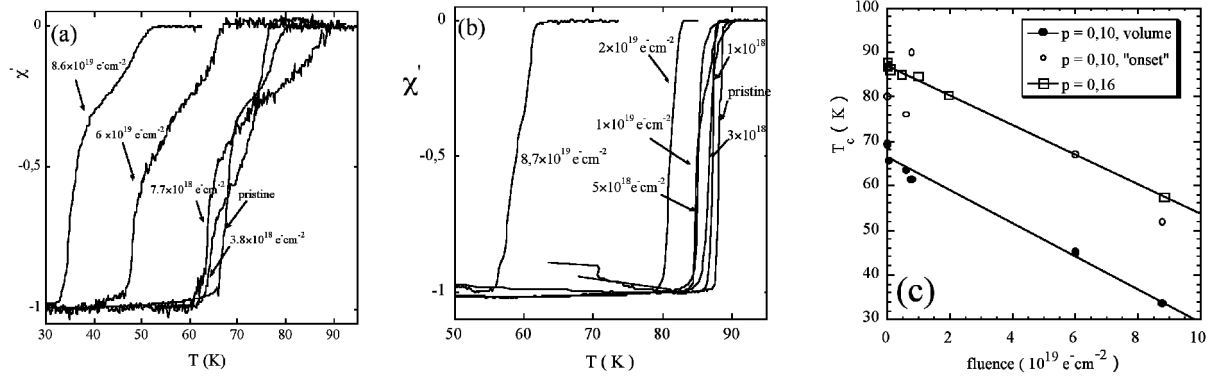


FIG. 3.1 – (a) Ecrantage d'un champ magnétique périodique sinusoïdal d'amplitude 4 mOe et de fréquence $f = 560$ Hz par les différents cristaux de la série sous-dopée ($p \sim 0,10$). (b) *idem*, pour la série de cristaux optimalement dopés ($p \sim 0,16$). (c) T_c envers la fluence d'électrons de 2,3 MeV pour les deux séries des cristaux ($p = 0,16$ et $p = 0,10$).

3.2 Expériences

Une série de monocristaux de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ sous-dopés ($p \sim 0,10$, $T_c \approx 69$ K), ainsi qu'une série de cristaux optimalement dopés ($p \sim 0,16$, $T_c \approx 86$ K), ont été irradiés avec des électrons de 2,3 MeV, à $T = 20,3$ K, en utilisant l'installation VINKAC de l'accélérateur du L.S.I. (section 2.8). Les températures critiques des cristaux après irradiation ont été mesurées par l'avènement de l'écrantage magnétique en susceptibilité alternative, avec un champ magnétique d'ampleur $h_{ac} = 4$ mOe, et de fréquence $f = 560$ Hz (Fig. 3.1a). On s'aperçoit que les cristaux sous-dopés sont hétérogènes, l'avènement ("onset") de l'écrantage se faisant à une température nettement plus élevée que l'exclusion de flux magnétique dans le volume. Celle-ci correspond à la chute brutale des courbes de susceptibilité vers -1, et avec la chute à zéro de la résistivité dc (Fig. 3.2a). L'écrantage à haute température est supprimé en

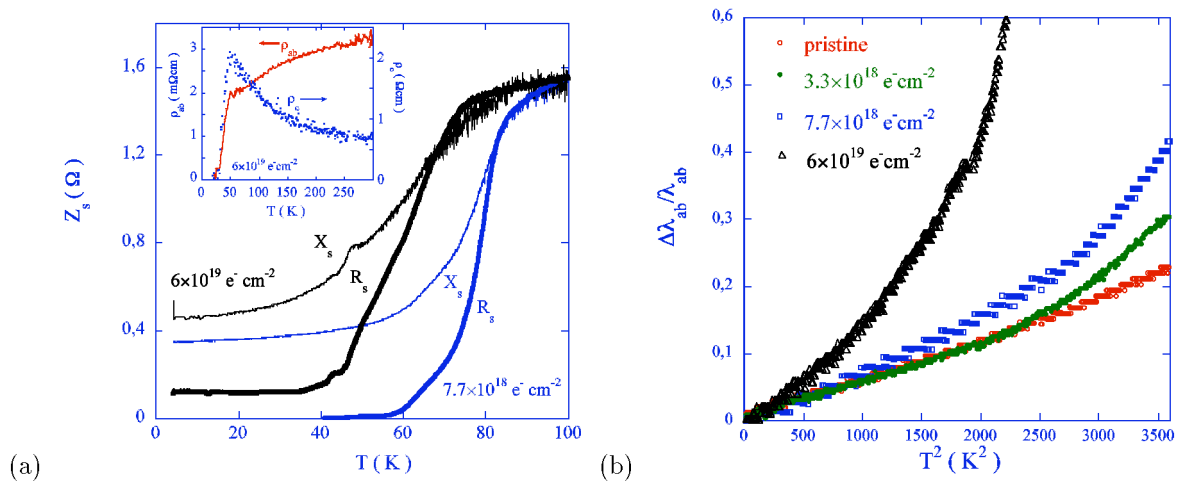


FIG. 3.2 – (a) Impédance de surface pour deux cristaux de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ sous-dopés ($p \sim 0,10$), irradiés avec $7,7 \times 10^{18}$ et 6×10^{19} électrons de 2,3 MeV. L'insertion montre la résistivité dc du deuxième cristal. (b) Dépendance en T^2 de la variation relative de la longueur de pénétration, $\Delta\lambda_{ab}/\lambda_{ab}(0) = [X_s(T)/X_s(T \rightarrow 0) - 1]$, obtenu à partir du changement relatif de la partie inductive de l'impédance de surface (section 2.4.2).

augmentant h_{ac} jusqu'à 1 Oe. Des mesures de résistivité de surface (2.4.2), effectués dans le régime de peau ($\delta_s \ll a$, avec a la dimension typique du cristal) révèlent une chute à haute température qui correspond à l'avènement de la susceptibilité diamagnétique (Fig. 3.2a). L'hétérogénéité ne peut être enlevée par une découpe des cristaux. Comme l'avènement de l'écrantage dans les cristaux sous-dopés après irradiation coïncide systématiquement avec les T_c des cristaux optimalement dopés ayant subi la même fluence, on a affaire à une réoxygénation partielle des cristaux sous-dopés dans une mince couche de surface.

La Fig. 3.1 montre que l'irradiation avec des électrons de haute énergie induit une chute linéaire en fluence de la T_c des cristaux optimalement dopés comme des cristaux sous-dopés, en accord avec la théorie de "pair-breaking" d'Abrikosov et Gor'kov [207] (Fig. 3.4a). La longueur de pénétration λ_{ab} , extraite à partir de l'impédance de surface (voir 2.4.2), suit une loi en $\propto T$ à basse température dans les cristaux optimalement dopés vierges, et $\propto T^2$ dans tous les cristaux sous-dopés. Ce dernier comportement, observé *pour les cristaux irradiés comme pour les cristaux vierges*, est indicatif d'une diffusion forte (dans la limite unitaire) des quasiparticules par le potentiel V des défauts situés dans les plans CuO_2 [60, 208]. Il implique que le produit $N(E_F)V \gg 1$ (où $N(E_F)$ est la densité d'états au niveau de Fermi), et que le taux de diffusion dans l'état normal doit être évalué comme $\Gamma \sim n_d/\pi N(E_F)$ (n_d est la densité de défauts ponctuels); le taux de diffusion des quasiparticules dans l'état supraconducteur est $\Gamma_s \sim 0,6(\Gamma\Delta_0)^{1/2}$, où Δ_0 est supposé correspondre à la valeur maximale de la bande interdite dans l'approche de BCS. On verra plus tard que Δ_0 doit plutôt être identifié à une énergie caractéristique régissant l'excitation thermique de quasi-particules.

En utilisant les méthodes détaillées dans les sections 2.5.3 et 2.5.4, on a mesuré $f_{pl}(T, 0)$ (c'est-à-dire, en champ magnétique DC extérieur nul) sur la série de monocristaux de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ sous-dopés ($p = 0.10$), voir Figs. 2.10(b). Les valeurs de f_{pl} en fonction de la température sont reportées dans la Fig. 3.3a, tandis que l'extrapolation de f_{pl} et de f_{pl}^2 vers basse température est répertoriée dans la Fig. 3.3b. On s'aperçoit que, simultanément avec la décroissance de T_c en fonction de la fluence, il y a une diminution de f_{pl} , de telle manière que $f_{pl}^2 \propto T_c$. Comme, selon l'Eq. (2.20), cette grandeur représente une mesure du courant supraconducteur perpendiculaire aux plans, j_J , de la longueur de pénétration perpendiculaire aux plans λ_c , et de la densité suprafluide $\rho_s^c \sim \lambda_c^{-2}$, on obtient que $j_J(T \rightarrow 0) \propto \rho_s^c \propto T_c$. Cette dépendance n'est pas la même que celle obtenue en fonction du dopage [209], où l'on a plutôt une décroissance exponentielle de j_J avec T_c , mais elle rappelle ce qui a été observé dans le $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ dopé au Zn [210]. La diminution de la fréquence de Résonance de Plasma Josephson est indépendante

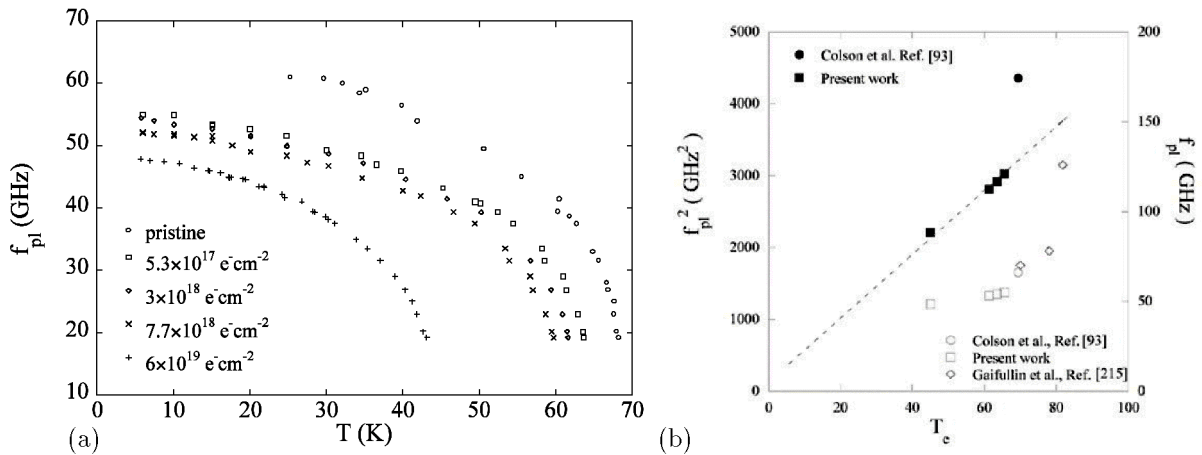


FIG. 3.3 – (a) f_{pl} en champ nul envers la température, pour cinq cristaux de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ sous-dopés ($p = 0.10$), irradiés à de différentes fluences d'électrons de 2,3 MeV. Les mesures pour $f > 40$ GHz ont été effectués à l'Institut de Physique des Solides de l'Université de Tokyo, les autres au L.S.I. (b) Extrapolation vers $T = 0$ de f_{pl} , en fonction de la température critique. On y ajoute les résultats sur un cristal avec $p = 0,11$ [93] et $p = 0.13$ [215].

de sa dépendance en température. En effet, un graphe de $[f_{pl}/f_{pl}(T \rightarrow 0)]^2$ en fonction de T/T_c montre que, quelle que soit la fluence subie, la dépendance en température reste rigoureusement identique, et obéit une loi en $1 - a(T/T_c)^2$ (Fig. 3.4). Ceci montre que les cristaux vierges contiennent le même type de défauts ponctuels que les cristaux irradiés, c'est-à-dire, des diffuseurs forts dans le plans CuO_2 , et que, probablement, la T_c des cristaux vierges est plus basse qu'elle ne l'aurait été dans le matériau hypothétiquement propre.

3.3 Discussion

La dépendance en température de la densité suprafluide ρ_s^c (et de la longueur de pénétration λ_c) est déterminée par le mécanisme limitant l'effet tunnel des paires de Cooper d'un plan supraconducteur à l'autre. Comme décrit, ceci peut être dû, dans un modèle "fermionique", à la diffusion des quasiparticules entre les plans, ou, dans un modèle de "paires préformées", aux fluctuations de la phase du paramètre d'ordre au sein des plans CuO_2 . Quelconque description théorique de nos expériences devra concilier le fait que

- le courant critique interplan J_J diminue proportionnellement à la densité de défauts introduits, et proportionnellement à la température critique.
- la dépendance en température de ρ_s^c ne dépend pas du désordre
- ρ_s^c est proportionnel à ρ_s^{ab} et suit une loi en $1 - a(T/T_c)^2$.

Le troisième point élimine les modèles prenant en compte un couplage supraconducteur direct, qui, dans la structure quadratique en question, doit être dû au recouvrement des orbitales $4s$ des ions Cu des plans voisins [212, 211]. Ce recouvrement mène naturellement à une dépendance angulaire $t_\perp = t_\perp^0 [\cos k_x a - \cos k_y a]^2$ de la probabilité de saut, celle-ci étant déterminée par le recouvrement des niveaux Cu $4s$ avec les orbitales O $2p$ liants dans les plans [212, 213]. Le fait que le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ ait une structure quadratique corps-centré devrait donner $t_\perp = t_\perp^0 [\cos k_x a - \cos k_y a]^2 \cos \frac{1}{2}k_x a \cos \frac{1}{2}k_y a$ [214]. Or, cela ne change rien au fait que, dans ce cas, la matrice de transfert t_\perp s'annule pour exactement les mêmes valeurs $\mathbf{k} = (\pm\pi, \pm\pi)$ que la bande interdite supraconductrice $\Delta(\mathbf{k})$. On s'attend donc à une

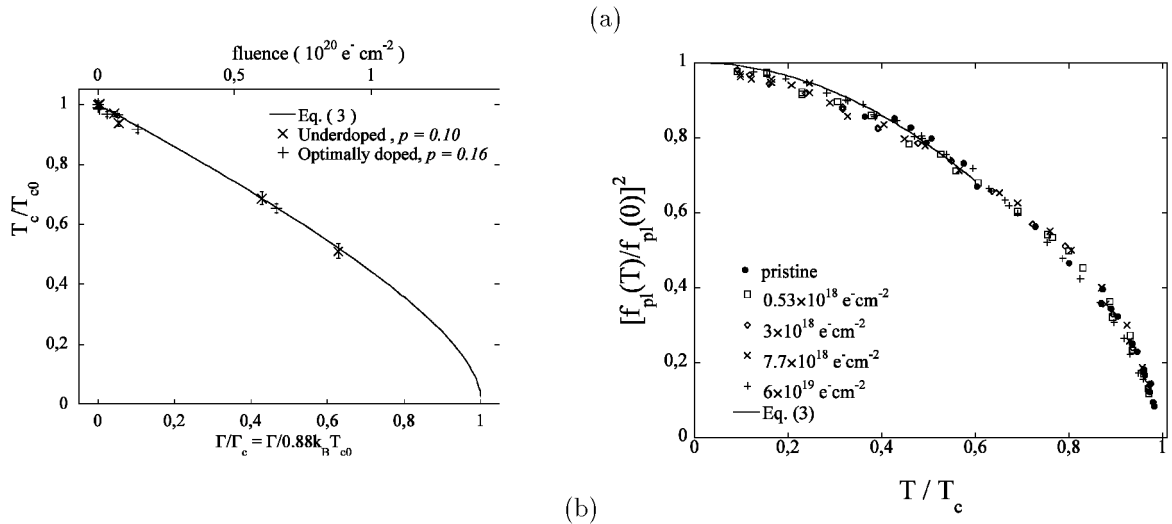


FIG. 3.4 – (a) Ajustement de la diminution de T_c après irradiation avec de diverses fluences d'électrons de 2,3 MeV à la théorie de brisure de paires de Cooper [207]. La comparaison avec le taux de diffusion critique Γ_c attendu par la théorie permet une estimation du paramètre Γ . (b) $[f_{pl}/f_{pl}(T \rightarrow 0)]^2$ en champ nul envers la température réduite T/T_c , pour cinq cristaux de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ sous-dopés ($p = 0.10$), irradiés à de différentes fluences d'électrons de 2,3 MeV. On observe une dépendance en $1 - a(T/T_c)^2$.

contribution mineure des quasiparticules excités près des noeuds de la bande interdite à la conductivité axe c , ce qui devrait se traduire par une faible dépendance en température, $\rho_s^c \propto 1 - \tilde{a}T^5$ [212]. Ce comportement est effectivement observé dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ optimalement dopé [215], mais pas dans la phase sous-dopée.

Une deuxième possibilité, évoquée par les auteurs [216, 217], est que l'on a affaire à un affaiblissement du couplage supraconducteur par un *effet tunnel direct* des quasiparticules. Cela devrait se traduire par une dépendance similaire de $\lambda_{ab}(T)$ et de $\lambda_c(T)$, ce qui est effectivement le cas. Or, dans ce cas, les effets contraires de l'augmentation, par le désordre, de la densité d'états des quasiparticules près des noeuds du paramètre d'ordre, et de la diminution de l'ampleur de la bande interdite elle-même [65], mène, en premier ordre, à une compensation parfaite qui devrait se manifester par un courant

$$j_J^{\text{direct}} = \frac{\pi \sigma_q^c(0) \Delta_0}{e s} = \frac{4 \pi e t_\perp^2 N_n(E_F)}{h}, \quad (3.1)$$

indépendant de la densité de défauts ponctuels à basse température [217]. Ceci est en contradiction évidente avec l'expérience. La théorie de ce scénario a été développée plus en détail par Kim et Carbotte [218], qui trouvent

$$j_J^{\text{direct}} \sim 1 - \alpha \frac{\Gamma_s}{\sqrt{\Gamma_s^2 + \Delta_0^2}} \sim 1 - \alpha \frac{1}{\sqrt{1 + \Delta_0/\Gamma}}, \quad (3.2)$$

où, dans le cas de notre t_\perp dépendant de l'angle dans l'espace réciproque, $\alpha \approx \frac{16}{9}$. Ce modèle ne rend pas non plus compte de l'évolution expérimentale de j_J avec la densité de défauts, sauf à considérer effectivement que le cristal non-irradié (témoin) contient lui-même une densité de défauts telle que T_c s'y retrouve diminué de ~ 10 K par rapport au T_c d'un cristal du même dopage hypothétiquement "propre".

On se tourne alors vers le scénario où j_J est également diminué par le courant $\parallel c$ de quasi-particules, mais que ces quasi-particules subissent une diffusion pendant le transfert entre plans [212, 216, 217]. La quantité de mouvement parallèle aux plans de ces quasi-particules n'est alors plus conservée, on parle de "hopping incohérent". Selon les auteurs [217], cela introduit un facteur supplémentaire, $j_J^{\text{incohérent}} = j_J^{\text{direct}}(\Delta_0/E_F)$, qui, du fait de la proportionnalité $\Delta \propto T_c$ [65], expliquerait, étant donné que le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ sous-dopé est un supraconducteur de type d avec une diffusion unitaire au sein des plans CuO_2 , la proportionnalité mesurée entre j_J et T_c . Xiang *et coll.* considèrent l'influence de la section efficace de diffusion et son anisotropie sur le courant tunnel maximal interplan [219]. Ils trouvent pour un potentiel avec une partie V_1 fortement anisotrope, à diffusion forte vers l'avant, que

$$\frac{\rho_s^c(T)}{\rho_s^c(0)} \approx 2\pi V_1 \Delta_0 N^2(E_F) \left[1 - 8 \ln 2 \left(\frac{T}{\Delta_0} \right)^2 \right], \quad (3.3)$$

valable lorsque le taux de diffusion $\Gamma_s \ll k_B T \ll \frac{1}{2} [2\pi V_1 \Delta_0 N(E_F)/(t_\perp^0)]^{1/3} T_c$. L'effet principal du potentiel diffuseur est de rompre la symétrie de l'effet tunnel imposé par la matrice t_\perp . Ainsi, les quasiparticules des états près des noeuds du gap participent au transport axe c , ce qui donne lieu à la dépendance quadratique en température. Par ailleurs, les limites de validité du modèle sont imposés par la prédominance de l'effet tunnel direct des quasi-particules près des noeuds et près des ventres du paramètre d'ordre à basse et à haute température, respectivement.

Le résultat (3.3) de ce modèle de "Hopping Assisté par Impuretés" décrit bien le comportement expérimental de la fréquence de Résonance de Plasma Josephson en champ nul. Premièrement, la dépendance linéaire de f_{pl}^2 sur la fluence / densité de défauts ponctuels diffuseurs, et la proportionnalité avec T_c est pris en compte par le préfacteur Δ_0 . Ensuite, ρ_s^c dépend sur la température uniquement comme $T/\Delta_0 \propto T/T_c$, ce qui donne lieu au comportement en loi d'échelle de la Fig. 3.4. Enfin, la dépendance $\rho_s^c(T)$ correspond à celle mesurée expérimentalement ; un ajustement donne directement $\Delta_0 \approx 2,5 k_B T_c$, indépendamment de la fluence d'électrons reçue. Cette valeur est très proche de celle trouvée indépendamment dans des expériences sur l'effet Raman dans le $\text{HgBa}_2\text{CuO}_4$, où, dans l'état supraconducteur, le mode B_{2g} est affecté par l'excitation des quasiparticules poches des noeuds [220].

Il est donc raisonnable de penser qu'effectivement, la décroissance en température de la densité superfluïde axe c dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ sous-dopé est due au hopping incohérent des quasiparticules générés proches des nœuds du gap. Dans une étude de spectroscopie à effet tunnel à balayage sur le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, les auteurs [221] trouvent également deux échelles d'énergie, dont la plus grande est liée au "pseudo-gap" dans la phase normale, et la plus petite, de l'ordre $2,8k_B T_c$, est explicitement liée à la supraconductivité. Nos résultats appuient donc ces conclusions.

Même si les résultats sont en très bon accord avec la théorie [212, 219] et les expériences [220, 221], les contraintes sur le type de défauts réellement présents semblent très fortes. On peut aussi entreprendre l'interprétation des mesures en termes d'un modèle de fortes fluctuations de la phase de la fonction d'onde fondamentale supraconductrice (au sein des plans supraconducteurs), proposé par Ioffe et Millis [205] afin d'expliquer la violation de règle de somme de Glover, Tinkham et Ferrell pour la conductivité axe c . Les fluctuations de la phase, d'origine thermique ou quantique, sont importantes dans les "mauvais métaux" avec une faible densité de porteurs de charge, et donc un faible écrantage [206]. Le modèle de fluctuations de phase explique la décroissance en fonction de la température de ρ_s^c par le seul effet tunnel des paires de Cooper (effet Josephson) entre les plans : du fait que la phase du paramètre d'ordre fluctue *au sein des plans* CuO_2 , la différence de phase indépendante de jauge $\mathcal{P}_{n,n+1}$ acquiert un composante aléatoire, d'où la diminution de la fréquence de Résonance de Plasma Josephson :

$$f_{pl}^2(T) = f_{pl}^2(0) \langle \exp(-\mathcal{P}_{n,n+1}^0) \rangle \approx f_{pl}^2(0) \left(1 - \frac{1}{2} \langle \mathcal{P}_{n,n+1}^0{}^2 \rangle + \dots \right) \quad (3.4)$$

en analogie totale avec les fluctuations de phase engendrées par le mouvement des vortex en champ magnétique non-nul, décrites par Eq. (2.25). Le lien entre les fluctuations dans le plan et les fluctuations hors plan implique que ρ_s^{ab} et ρ_s^c , et donc λ_{ab} et λ_c , ont la même dépendance en T , ce qui est le cas dans nos expériences sur le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ sous-dopé (mais pas dans le cas du matériau optimalement dopé).

En ce qui concerne la dépendance en température, elle ne saurait être décrite par un scénario où les fluctuations thermiques de la phase l'emportent [206], tout simplement parce-que ceci donnerait à une dépendance linéaire en T de la longueur de pénétration [222]. Le cas contraire, où les fluctuations sont d'origine quantique, et la seule dépendance en T de ρ_s^c est due à l'évolution thermique des paramètres $\lambda_{ab}(T)$ et $\xi_{ab}(T)$ a été étudié par Paramakanti *et coll.* [223, 224]. Ces auteurs calculent

$$\langle \mathcal{P}_{n,n+1}^2 \rangle \approx \sqrt{\frac{e^2}{4\pi\epsilon_c \xi_0 \varepsilon_0 s}}. \quad (3.5)$$

(où $\epsilon_c \approx 11,5\epsilon_0$ [226] et $\epsilon_0 = 8,854 \times 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$). Etant donné que $\varepsilon_0 \propto \rho_s^{ab}$, ainsi que la relation de Uemura dans les SHTc sous-dopés, $\rho_s^{ab} \propto T_c$ [225], ce résultat explique pourquoi Shibauchi et Horiuchi trouvent une relation exponentielle entre j_J et T_c lorsque l'on varie le dopage du $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. Par contre, le modèle [205, 223, 224] est moins bien adapté lorsqu'il s'agit de décrire l'effet du désordre sur le couplage axe c . Adaptant les résultats [223, 224] pour notre cas où $\lambda_{ab} \sim 1 + \beta T^2$, on aurait

$$\frac{\partial [f_{pl}(T)/f_{pl}(0)]^2}{\partial (T/T_c)^2} = -\frac{C_1}{4} \beta T_c^2 \sqrt{\frac{2\pi e^2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon \xi_0 \varepsilon_0 s}}, \quad (3.6)$$

ce qui concorde avec les expériences si on choisit $C_1 \approx 0,3$. La loi d'échelle de $[f_{pl}/f_{pl}(T \rightarrow 0)]^2$ en T/T_c requiert que $\beta T_c^2 \lambda_{ab}$ soit indépendant du désordre ; si l'on admet que la dépendance quadratique de $\lambda_{ab}(T)$ est due aux états de quasiparticules près de nœuds induits par le désordre [212], on peut substituer $\beta \sim (\Gamma \Delta_0^3)^{-1/2} \sim (\Gamma T_c^3)^{-1/2}$ et prédire une relation de Uemura modifiée pour l'effet du désordre : $\rho_s^{ab} \propto T_c/\Gamma$. Or, la même relation insinue que la phase indépendante de jauge dépendrait du désordre comme $\langle \mathcal{P}_{n,n+1}^0{}^2 \rangle \sim T_c/\Gamma \sim (1 - \Gamma)/\Gamma$ [207], ce qui est en conflit avec le résultat expérimental (sauf si on considère que même dans l'échantillon non-irradié, Γ est déjà une fraction appréciable de Γ_c).

Paramekanti considère également la situation dans laquelle les quasiparticules près des noeuds participent à l'écrantage. Dans ce cas, on a

$$\frac{\partial [f_{pl}(T)/f_{pl}(0)]^2}{\partial (T/T_c^2)} = -\frac{2\beta T_c^2}{\bar{\sigma}_{qp}}, \quad (3.7)$$

ou $\bar{\sigma}_{qp}$ est la conductivité des quasiparticules normalisée par la conductivité quantique e^2/h . On trouve un bon accord avec $\bar{\sigma}_{qp} \approx 3$; le rapport $\beta/\bar{\sigma}_{qp} \sim \Delta_0(T_c/\Delta_0)m/N_s(0)e^2$ doit être indépendant du désordre si l'on veut comprendre la loi d'échelle de $[f_{pl}(T)/f_{pl}(0)]^2$ en T/T_c . Etant donné que $\Delta_0 \propto (1-\Gamma)$ [207, 65] et que la densité d'états des quasiparticules $N_s(0) \sim \Gamma^{1/2}$ [65, 208], ce résultat-ci est également en désaccord avec la décroissance linéaire de ρ_s^c avec la densité de défauts.

3.4 Conclusion

Moyennant la mesure de la Résonance de Plasma Josephson dans une série de monocristaux de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ sous-dopés (avec $p \sim 0, 10$) irradiés avec des différentes fluences d'électrons de 2,3 MeV, on a déterminé la dépendance du courant supraconducteur maximal $\parallel c, j_J$, en température et suivant le taux de désordre. On trouve que j_J décroît linéairement avec la fluence d'irradiation, le taux de diffusion Γ , et la température critique T_c . La dépendance en température suit une loi $j_J \sim 1 - 8 \ln 2 (T/\Delta_0)^2$, où $\Delta_0 = 2,5k_B T_c$, indépendamment du désordre. Combinés avec le comportement de la longueur de pénétration $\lambda_{ab}(T)$, ces résultats impliquent la présence de défauts fortement diffuseurs (dans la limite unitaire) au sein des plans CuO_2 du matériau sous-dopé *vierge comme irradié*.

En confrontant ces résultats avec le comportement de la longueur de pénétration dans le plan, λ_{ab} , et avec diverses théories, on conclue que le couplage supraconducteur dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ est en accord uniquement avec un modèle BCS pour un supraconducteur de type d . Dans la phase sous-dopé, les sauts des quasiparticules par des états d'impuretés interplan [212, 219] déterminent la diminution de la densité superfluïde ρ_s^c et de j_J en fonction de la température. Une comparaison fine avec le modèle [212, 219] donne une échelle d'énergie $\Delta_0 = 2,5k_B T_c$ régissant les excitations des quasiparticules près des noeuds de la bande interdite; cette valeur est en très bon accord avec d'autres expériences [220, 221]. Les résultats indiquent que des défauts ponctuels interplan, au sein des couches réservoir BiO , jouent un rôle important dans le transport axe c du $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. On pense à des atomes interstitiels d'oxygène ou au défaut certain de stoechiométrie Sr/Ca . Même si sous certains aspects le modèle de fluctuations de phase quantiques proné par Ioffe et Millis [205] est en bon accord avec les résultats expérimentaux, il ne peut décrire à lui seul la diminution de j_J en fonction de la densité de défauts.

Chapitre 4

Fluctuations de vortex proche de la transition de fusion

On approfondira dans ce chapitre le mécanisme de la transition de premier ordre dans le supraconducteur $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. Ce matériau a l'avantage que, grâce à sa structure lamellaire, on peut sonder les fluctuations statiques et thermiques des lignes de flux en mesurant la Résonance de Plasma Josephson (JPR) [181]. A partir de là, on s'appliquera à cerner les interprétations possibles du processus de fusion de l'ensemble de lignes de flux. Pour des raisons pratiques, on utilisera des cristaux sous-dopés, dans lesquels le couplage interplan est faible, et la fréquence JPR n'excède pas 70 GHz. Ce couplage faible est également à l'origine de l'ampleur très modeste du champ où a lieu la transition de 1^{er} ordre dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ sous-dopé. On peut donc, contrairement à d'autres matériaux, accéder à f_{pl} dans tout le diagramme de phases, en se limitant aux dispositifs hyperfréquence des sections 2.5.3 et 2.5.4. Même si les cristaux de la phase sous-dopé du $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ sont marqués par un désordre cristallin non-négligeable, tant à l'échelle microscopique (chapitre 3) qu'à l'échelle mésoscopique, la phénoménologie de la transition du premier ordre est exactement la même que dans des cristaux optimalement dopés ou sur-dopés, plus "propres". On verra que ce fait s'explique par le mécanisme de la fusion, qui implique surtout les fluctuations des lignes de flux *individuelles*, et non pas des interactions à longue distance du réseau de flux.

4.1 Transition de 1^{er} ordre

Là où il n'y existe de véritable théorie de la fusion du réseau de vortex (cela reviendrait à l'élaboration d'une théorie décrivant une transition de phase en dimension 3), de nombreux modèles ont été établis. Une première classe de modèles s'inspire du critère de Lindemann pour la fusion de solides ordinaires : lorsque l'écart moyen $\langle u_i^2(z) \rangle^{1/2}$ des vortex (avec indice i) de leur position à l'équilibre \mathbf{r}_i devient plus grand que la fraction c_L du paramètre de maille a_0 , le solide de vortex fond [42, 90, 91, 228]. C'est le critère de Lindemann, qui, pour les supraconducteurs lamellaires tels que les membres de la famille de composés $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{x-1}\text{Cu}_x\text{O}_{4+2x+\delta}$ ainsi que les supraconducteurs organiques, peut être écrit en termes de la variance de l'écart des intersections des lignes de flux avec les plans supraconducteurs n (les "galettes") de leur positions d'équilibre \mathbf{r}_i ,

$$\langle u_{i,n}^2 \rangle^{1/2} = c_L a_0 \quad (4.1)$$

(la position z est remplacée par l'indice n). La variance est normalement calculé par équipartition, où l'on prend en compte tous les modes de déformation pertinents,

$$\langle u_{i,n}^2 \rangle = \int_0^{K_0} \frac{dk_{\parallel}^2}{(2\pi)^2} \int_0^{\pi/s} dQ_z \frac{k_B T}{c_{66} k_{\parallel}^2 + c_{44}(k_{\parallel}, Q_z) Q_z^2}. \quad (4.2)$$

Le module de cisaillement $c_{66} = (\varepsilon_0/4a_0^2)(1-b)^2(1-0,29b)$ [229], tandis que

$$c_{44} = \frac{B^2}{\mu_0} \frac{1}{1 + \lambda_c^2 k_{\parallel}^2 + \lambda_{ab}^2 Q_z^2} + \frac{\varepsilon^2 \varepsilon_0}{2a_0^2} \ln \frac{k_{max}^2}{K_0^2 + \varepsilon^2 Q_z^2} + \frac{\varepsilon_0}{2\lambda_{ab}^2 Q_z^2 a_0^2} \ln \left(1 + \frac{a_0^2}{21, 3r_w^2} \right) \quad (4.3)$$

est le module de flexion du réseau de vortex [230, 231] ; k_{\parallel} et Q_z sont les vecteurs d'onde des déformations perpendiculaires et parallèles au champ, k_{max} est le vecteur d'onde de la plus petite déformation pertinente d'une ligne de flux, et $K_0 = \sqrt{4\pi}/a_0$ est le vecteur de la première zone de Brillouin du réseau de vortex. Le module de flexion c_{44} est composé d'un terme nonlocal (terme de gauche) ayant son origine dans la rigidité du réseau de vortex *entier* envers des déformations de flexion, limitées par les interactions entre vortex voisins ; il y a ensuite deux termes correspondant, respectivement, à la tension linéaire des lignes de flux individuelles et à l'énergie électromagnétique "dipolaire" payée lorsque l'on déplace les galettes individuelles de la même ligne l'une par rapport à l'autre. La tension linéaire dans un supraconducteur lamellaire trouve son origine dans le couplage Josephson entre plans et est analogue à la tension linéaire des lignes de flux dans les supraconducteurs isotropes. Le terme "électromagnétique" de droite est propre à la structure en couches du composé.

Une deuxième classe de modèles décrivant une transition de phase du réseau de vortex, *spécifiquement* adaptés aux supraconducteurs lamellaires soutient que, indépendamment de l'existence d'une transition de fusion, il y a la possibilité d'une transition dite de "découplage" : lorsque le défaut d'alignement suite au mouvement thermique des "galettes" devient trop important, le couplage Josephson est, en moyenne, nul, et la cohérence de phase le long de l'axe c , perpendiculaire aux plans, est détruite [25, 232, 233]. Comme il ne peut y exister une cohérence de la phase dans la direction parallèle aux plans indépendamment de la cohérence $\parallel c$, la supraconductivité disparaît à cette transition. Glazman et Koshelev ont établi un critère pour estimer le positionnement de cette transition dans le plan (B, T) ,

$$r_w \equiv \langle |\mathbf{u}_{i,n+1}(\mathbf{r}_i) - \mathbf{u}_{i,n}(\mathbf{r}_i)|^2 \rangle^{1/2} \equiv \langle u_{n+1,n}^2 \rangle^{1/2} = c_D a_0. \quad (4.4)$$

La distance d'erreur r_w est égale à la variance moyenne des déplacements *relatifs* $\mathbf{u}_{i,n}$ des galettes,

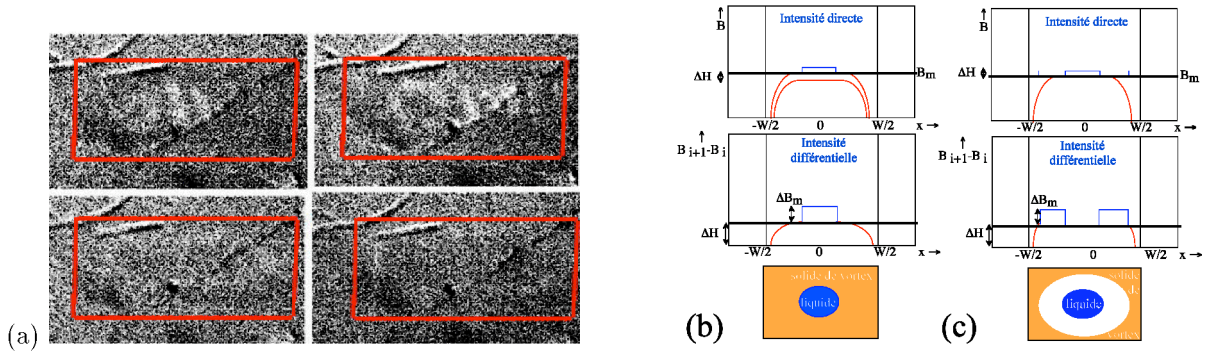


FIG. 4.1 – (a) Transition de 1^{er} ordre du réseau de vortex dans un cristal de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ optimalement dopé (synthétisé par N. Motohira et désigné # 8.14), à 82.0 K, telle que mise en évidence par la méthode magnéto-optique différentielle, pour des champs magnétiques successifs de $H_a = 43, 44, 45$, et 46 Oe. La modulation $\Delta H_a = 0,5$ Oe, chaque cliché est la somme de 10^4 images différentielles individuelles. Le cadre rouge indique l'emplacement des bords du cristal. (b,c) Interprétation des images : (b) Nucléation du liquide de vortex (bleu) au sein de la phase solide (orange). La nucléation a lieu au centre du cristal où, grâce au profil en dôme adopté par la densité de flux suite à la répulsion par les courants Meissner sur les bords, le champ de transition B_m est atteint en premier. La densité accrue des vortex dans la phase liquide est marqué par le trait bleu. (c) Propagation de la phase liquide. La zone transformée de l'état solide en l'état liquide entre H_a et $H_a + \Delta H_a$ apparaît comme claire. La zone centrale est à l'état liquide et ne montre plus d'augmentation de la densité du flux magnétique pendant la modulation du champ ; l'image paraît donc sombre au même titre que dans la région solide.

appartenants à la ligne de flux i , situées dans les plans $n, n + 1$. La moyenne

$$\langle u_{n+1,n}^2(\mathbf{k}) \rangle = \int_0^{K_0} \frac{dk_{\parallel}^2}{(2\pi)^2} \int_0^{\pi/s} dQ_z \frac{k_B T \sin(Q_z s)}{c_{66} k_{\parallel}^2 + c_{44}(k_{\parallel}, Q_z) Q_z^2} \quad (4.5)$$

est effectuée sur toutes les paires de galettes situées dans des plans adjacents.

Enfin, une troisième classe de modèles considère l'analogie entre les supraconducteurs lamellaires et la supraconductivité bidimensionnelle. Dans ce dernier cas, la supraconductivité stricto sensu n'existe pas à $T > 0$ (dans le sens où il n'y a pas de cohérence à longue distance de la phase du paramètre d'ordre) à cause de la génération thermique de défauts topologiques. Dans une couche supraconductrice d'épaisseur d en champ nul, le gain entropique engendré par la création spontanée de vortex devient, à la température de Berezinskii-Kosterlitz-Thouless, $T_{BKT} = \varepsilon_0(T_{KT})d/2k_B$, plus importante que l'énergie de cœur payée ; on a alors la séparation spontanée de paires vortex-antivortex, ce qui engendre l'apparition d'une résistance linéaire. En champ magnétique non-nul, la superposition de paires vortex-antivortex au réseau de vortex sous-jacent signifie que l'on a affaire à des paires lacunes-interstitiel. La séparation spontanée de ces paires de dislocations a lieu à la température de fusion (transition topologique) du réseau de vortex à T_m^{2D} , voir Eq. (1.14). Si on considère maintenant un empilement de couches supraconductrices avec le seul couplage électromagnétique (dipolaire) entre galettes, on voit que T_m^{2D} correspond à la limite inférieure de la transition de fusion du réseau de flux : à champ suffisamment fort, les modes de cisaillement dominant et la limite de $D = 2$ est atteinte [234, 236]. À l'inverse, la transition à T_{BKT} correspond à la température où un empilement de "galettes" formant une ligne de flux devient instable : on peut générer une galette à n'importe quel endroit en dehors de l'empilement sans coût d'énergie [41]. L'interpolation entre T_{BKT} et T_m^{2D} a été calculé par Dodgson *et al.*, moyennant une approche auto-cohérente dans laquelle les écarts thermiques $u_{i,n}$ des galettes sont déterminés par leur interaction avec le "potentiel de substrat" $V_s = \frac{1}{2}\alpha_s u^2$ dû à la présence de toutes les autres galettes. Le résultat donne la limite de stabilité du réseau de lignes de flux — la limite supérieure de la transition de fusion [234]. La transition de fusion elle-même peut être estimée à partir d'un calcul des surfaces d'énergie libre du liquide et du réseau de vortex [234] — le résultat se trouve largement en deçà de la transition de 1^{er} ordre réellement observé dans un matériau comme le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, même dans sa phase sous-dopée.

Une généralisation de la transition de Berezinskii-Kosterlitz-Thouless en champ magnétique non-nul (à T_m^{2D}) vers les supraconducteurs lamellaires implique un calcul précis des énergies propres des défauts ponctuels (lacunes et interstitiels) dans le réseau bi-dimensionnel de vortex au sein des plans supraconducteurs, et de leurs interactions [236, 237]. Dans une couche supraconductrice simple, l'énergie d'interaction est compensée par le gain d'énergie élastique due à la relaxation du réseau de vortex ; par conséquent, seul l'énergie de cœur entre dans la détermination de T_m^{2D} [Eq. (1.14)]. En présence du couplage électromagnétique entre galettes dans des plans superposés, cette compensation est gâchée, et la température de transition s'en retrouve diminuée

$$T_{def}(B) = \frac{g}{1+g} \frac{\varepsilon_0(T)s}{2k_B} < T_m. \quad (4.6)$$

Le facteur

$$g = \frac{n_v \alpha_s}{c_{11}(K) K^2} \approx \frac{a_0^2}{4\pi\lambda^2} \ln \frac{a_0}{s} \quad (K \sim \pi/a_0) \quad (4.7)$$

décrit l'effet de V_s : pour un couplage fort ou des champs magnétiques faibles, $g \gg 1$, et on a la transition à T_{BKT} , pour un couplage faible ou des champs forts, $g, T \rightarrow 0$ [$c_{11}(K = \pi/a_0) \approx (B^2/\mu_0)(a_0/\lambda)^2$ est le module de compression non-local] [236]. La situation où le couplage Josephson est non-nul a été considéré par Feigel'man, Geshkenbein, et Larkin [238]. Alors, l'énergie $\varepsilon_{quart} \sim \varepsilon_0 s (R/\Lambda)^2$ d'une paire lacune-interstitiel dépend quadratiquement de la séparation R . La longueur caractéristique $\Lambda = [\varepsilon s^{-1} + \lambda_{ab}]^{-1}$. En supposant qu'à la transition, la densité R^{-2} de défauts topologiques libres est égale à celle attendue dans la phase liquide, $n_l \sim a_0^{-2} \exp(-\varepsilon_0 s/k_B T)$, ces auteurs trouvent

$$B_{def}^J \simeq B_{\Lambda} \left(\frac{\varepsilon_0 s}{k_B T} \right) \exp \left(\frac{\varepsilon_0 s}{k_B T} \right), \quad (4.8)$$

où $B_A = \Phi_0/\Lambda^2$; c'est-à-dire

$$T_{def}^J \simeq \frac{c_L \varepsilon \varepsilon_0 a_0}{k_B \ln B/eB_A}. \quad (4.9)$$

Comme une lacune où un interstitiel isolé correspond à une *paire* de dislocations coin, on désigne une paire interstitiel-lacune liée comme un “quartet” [238]. Le lien entre paires est assuré par le couplage Josephson, l'éloignement des constituants des paires engendre la création d'une paire de fluxons. La transition topologique T_G correspond à température de dissociation des quartets, à laquelle l'énergie de cœur du quartet est égale à l'entropie gagnée par la dissociation. Lorsque l'anisotropie du supraconducteur diminue, la transition de dissociation se mue en la transition vers l'état supersolide de vortex, proposée dans la Ref. [235]. Enfin, on peut remarquer que la transition topologique [238, 236] se reporte à la transition de découplage [25, 240, 231] comme la transition de Berezinskii et Kosterlitz-Thouless [33, 34] se reporte à la transition par génération spontanée de boucles de vortex dans un superréseau de plans supraconducteurs et isolants [239], à $T = 4\varepsilon_0 s$.

Les modèles décrits ci-dessus sont communément utilisés pour estimer l'endroit où, dans le diagramme de phases (B, T) , on peut s'attendre à trouver la transition de premier ordre du réseau de vortex. Un problème est que les lignes de transition ainsi obtenues diffèrent peu selon le scénario choisi. La comparaison entre un modèle donné et des résultats expérimentaux pour $T_m(B)$ est donc peu à même pour établir le processus physique qui donne lieu à la disparition de la supraconductivité à la température de fusion. Or, la comparaison directe avec $T_m(B)$ fait l'impasse sur les résultats plus détaillés qui forment le passage obligé pour arriver à ces estimations, c'est-à-dire, l'ampleur des fluctuations de la phase supraconductrice et des déplacements thermiques des galettes dans les plans supraconducteurs.

La Résonance de Plasma Josephson dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, donne une accès *direct* à la différence de phase moyenne $\mathcal{P}_{n,n+1}$ et peut être utilisée pour montrer que ce sont les *fluctuations individuelles* des lignes de flux qui mènent à la destruction de l'ordre supraconducteur à longue distance. Le mécanisme de la fusion du réseau de vortex dans les supraconducteurs lamellaires est donc plus proche de la conception de “découplage” que d'une véritable “fusion” (qui impliquerait un rôle important de modes de cisaillement, par exemple). On verra que, dans la phase solide de vortex, r_w/a_0 *croît* en fonction de la densité de vortex, ce qui exclut un rôle prépondérant de fluctuations bidimensionnelles. De surcroît, la distance r_w croît, en fonction de la température, comme $T/\ln(1/T)$. Ce comportement ne peut être expliqué que comme étant la conséquence de fluctuations de lignes individuelles dans un scénario où le couplage Josephson interplan

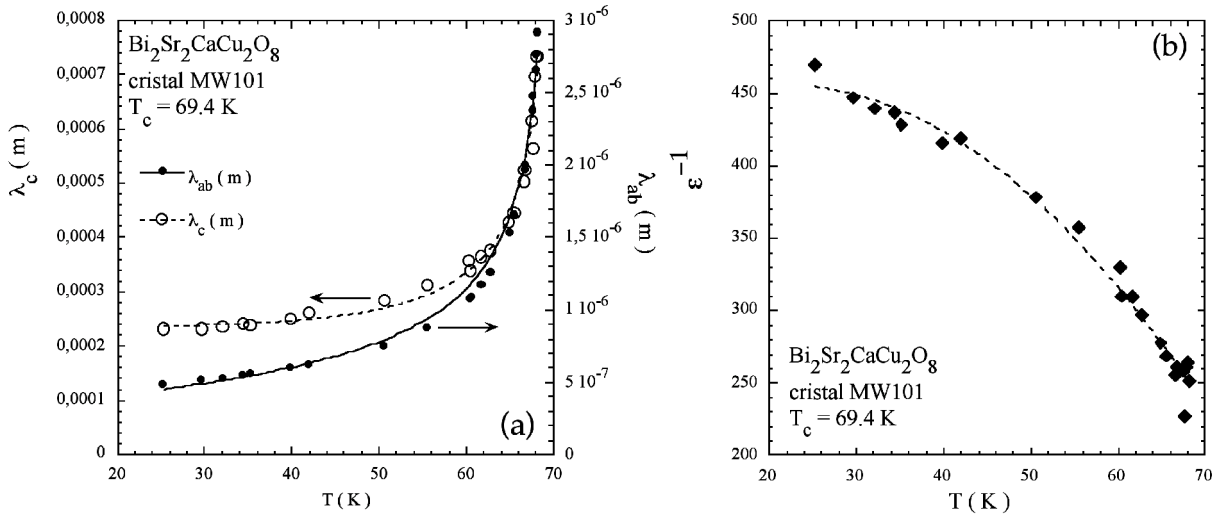


FIG. 4.2 – (a) Longueurs de pénétration $\lambda_{ab}(T)$ (●) et $\lambda_c(T)$ (○) du cristal MW101 ($p \sim 0,11$, $T_c = 69,4$ K), pour des supercourants parallèles resp. perpendiculaires aux plans CuO_2 . λ_{ab} est obtenu à partir de l'aimantation réversible, tandis que λ_c est déterminé du la Résonance de Plasma Josephson en champ nul en appliquant l'Eq. (2.20) avec $\epsilon = 11,5\epsilon_0$ [226]. (b) le facteur d'anisotropie électromagnétique $\epsilon^{-1} = \lambda_c/\lambda_{ab}$ en fonction de la température.

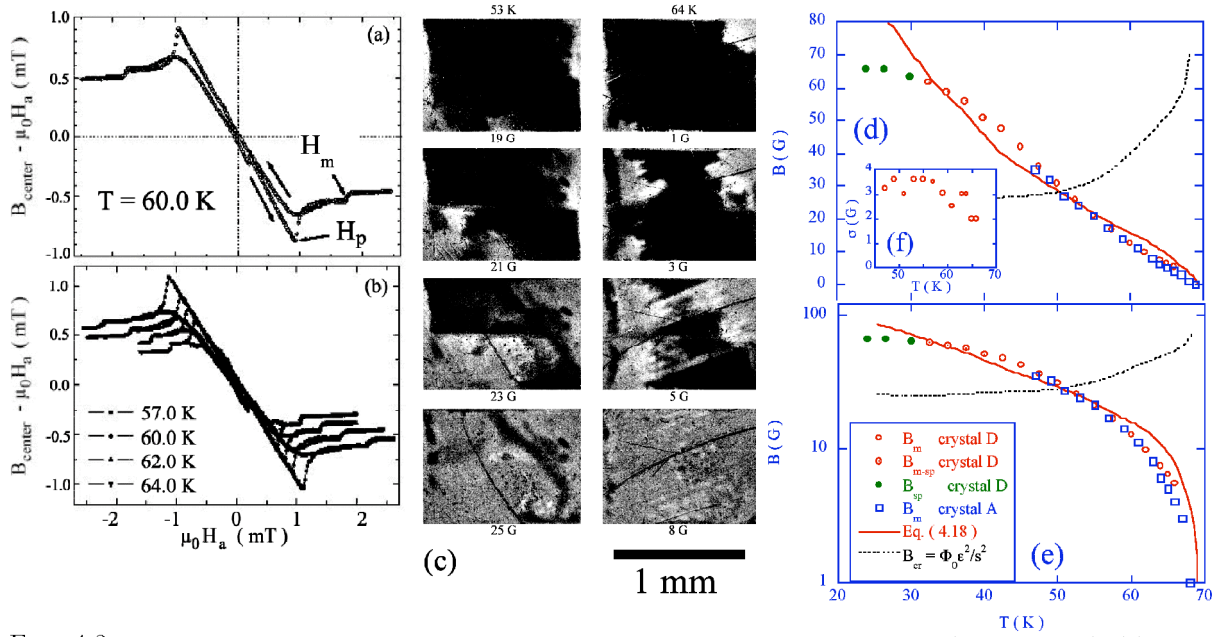


FIG. 4.3 – Fusion de l’ensemble des lignes de flux dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ sous-dopé ($T_c = 69,4$ K). (a) Cycles d’hystérésis du champ propre $H_s = B/\mu_0 - H_a$, mesuré sur le cristal D ($300 \times 150 \times 20 \mu\text{m}^3$). On observe clairement la discontinuité de la densité de flux, $\Delta B \sim 0,1$ mT, lors de la transition du solide vers le liquide de vortex. (b) Imagerie magnéto-optique différentielle du processus de fusion sur le cristal A ($1100 \times 800 \times 30 \mu\text{m}^3$), à 53 K et à 64 K. Les bords des cadres correspondent aux bords du cristal. Contrairement aux cristaux optimalement dopés, la phase liquide progresse depuis les bords. (d,e) Diagramme de phases obtenus à partir de la magnétométrie Hall [(a) et Fig. 2.4(a), cercles] et la magnéto-optique différentielle (carrés). Les carrés indiquent la valeur moyenne de B_m sur le cristal, tandis que le cadre (f) montre la déviation standard de $B_m(\mathbf{r})$. La ligne interrompue dans (d,e) désigne le champ caractéristique $B_{cr} = \Phi_0 \varepsilon^2 / s^2$ au delà duquel les fluctuations des lignes de flux ont un caractère pré-éminent bi-dimensionnel (voir chapitre 4).

joue un rôle essentiel. La dépendance spécifique en température a son origine dans le ramollissement de la tension linéaire des lignes dû à la décroissance avec la température du vecteur maximal k_{max} , l’inverse de la “longueur de coupure au cœur” de vortex (la “core cut-off length”), à prendre en compte dans l’équipartition [230, 231, 250].

4.2 Expériences

Longueurs de pénétration et anisotropie Les manipulations ont été effectuées sur une série de monocristaux de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ sous-dopés en oxygène, avec $p \sim 0,11$ ($T_c \approx 69,4$ K). Les cristaux ont été caractérisés par des mesures de l’aimantation à l’équilibre (section 2.4.1), d’où l’on extrait la longueur de pénétration λ_{ab} pour des supercourants parallèles aux plans CuO_2 , et par des mesures de la JPR en champ nul (section 2.5 et chapitre 3), à partir desquelles on détermine la longueur de pénétration λ_c (Fig. 4.2a). Le quotient des deux longueurs donne, sans recours à quelconque modèle, le facteur d’anisotropie $\varepsilon = \lambda_{ab}/\lambda_c$ en fonction de la température (Fig. 4.2b). La détermination de ε est limitée aux températures réduite $t > 0,5$ ou l’ancrage du flux est suffisamment faible pour permettre la mesure de l’aimantation réversible.

Diagramme de phases Le diagramme de phases dans le plan (B, T) des échantillons a été déterminé par la méthode magnéto-optique différentielle (section 2.2.3) et par la magnétométrie à effet Hall locale (section 2.3). Dans la Fig. 4.3(a) on voit que, en dépit du désordre microscopique inhérent (section 3), il y a une signature très claire de la transition de premier ordre dans les cycles du champ propre H_s en fonction du champ appliqué H_a . Le saut de densité de flux à la transition, $\mu_0 \Delta H \sim 0,1$ mT, est même nettement supérieur à ce qui est couramment mesuré dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ optimalement

dopé ou sur-dopé. Ce fait trouve son origine dans l'équation de Clausius et Clapeyron (1.18) : la dérivée $\partial B_m(T)/\partial T$ étant beaucoup plus faible à cause de la densité superfluide plus petite du matériau sous-dopé, un changement d'entropie similaire à la transition implique un saut ΔH proportionnellement plus important.

Il est à noter que la répartition spatiale des vortex à la fusion n'est pas la même que dans le matériau optimalement dopé. Dans ce cas dernier, l'inefficacité de l'ancrage de vortex dans le volume à haute température dans la phase liquide comme dans la phase solide signifie que le seul écrantage est dû à la barrière de surface opposant l'entrée de vortex [241, 242]. Par conséquent, la densité de flux est la plus importante au centre de l'échantillon, et c'est là que B_m est atteint en premier lors d'un balayage du champ appliqué. La phase liquide est nucléée au centre, et se propage vers l'extérieur lorsque le champ appliqué est augmenté (Fig. 4.1).

Dans les cristaux sous-dopés au contraire, la présence de lacunes d'oxygène dans les plans CuO_2 à cause du fait même du sous-dopage [36] signifie que l'ancrage de vortex est beaucoup plus important dans la phase solide de vortex. La distribution du flux correspond à la distribution critique de Bean [170, 171], de telle manière que B_m est atteint d'abord sur le périmètre des cristaux. Le courant critique dans la phase liquide étant nul, atteindre B_m induit l'instabilité suivi de l'effondrement de l'état critique. Le front de fusion progresse depuis les bords vers le centre des cristaux, et est ralenti uniquement par les hétérogénéités mésoscopiques et macroscopiques des cristaux [Fig. 4.3(c)] [243] ; Néanmoins, les inductions B_m relevées par la méthode magnéto-optique co-incident parfaitement avec les valeurs obtenues par la magnéto-métrie Hall [Fig. 4.3(d,e)].

Résonance de Plasma Josephson Les mesures de la JPR ont été effectuées, en ce qui concerne les fréquences inférieures à 40 GHz, au L.S.I. (section 2.5.3), et pour les fréquences plus élevées à l'Université de Tokyo (section 2.5.4). Dans le premier cas, on a effectué des balayages du champ à température constante. À chaque champ, on mesure le facteur S_{11} (réflexion) pour les cinq premiers modes TM_{01n} de la cavité (caractérisés par un champ électrique hyperfréquence parallèle à l'axe de la cavité et à l'axe c du cristal de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$). Ceci permet de relever les champs auxquels les pertes induites par la présence du cristal sont maximales, en fonction de la fréquence. Les mesures à l'Université de Tokyo ont été effectuées en guide d'onde en balayant la fréquence à température et champ magnétique fixe. La combinaison des deux techniques permet d'accéder à la dépendance en température et en champ de $f_{pl}(B, T)$ sur l'intégralité du diagramme de phases, et tout particulièrement dans le régime jouxtant la transition de fusion de l'ensemble des lignes de flux. Le comportement du facteur $\mathcal{C} \equiv \langle \cos \mathcal{P}_{n,n+1}^0 \rangle$ est déduit en divisant les résultats pour $f_{pl}(B, T)$ par ceux pour $f_{pl}(0, T)$, mesurée aux mêmes températures [voir l'Eq. (2.25)]. Le résultat, représenté dans la Fig. 4.4b, rappelle celui obtenu par Shibauchi *et coll.* [244] et par Gaifullin *et coll.* [245] dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ optimalement dopé : \mathcal{C} diminue lentement dans le solide de vortex, présente une chute abrupte proche de la transition de fusion, et décroît de nouveau lentement dans le liquide de vortex. Notons cependant que les Refs. [244, 215] présentent seulement des données en fonction du champ appliqué, et ne présentent pas d'analyse quantitative des résultats.

4.3 Extraction de la distance d'errement r_w

On a vu dans la section 2.5.2 que les excursions latérales des lignes de flux, ce qui dans un matériau lamellaire comme le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ se résume à un défaut d'alignement des galettes le long de la direction du champ, déterminent la configuration spatiale et temporelle de la différence de phase indépendante de jauge entre plans voisins, $\mathcal{P}_{n,n+1}^0(\mathbf{r}, t)$. Afin d'extraire r_w explicitement de nos mesures de $\langle \cos \mathcal{P}_{n,n+1}^0 \rangle$, il y a plusieurs approches.

Dans la limite où les lignes de flux sont très éloignées les unes des autres, $a_0 \gg \lambda_J \equiv \varepsilon^{-1}s$, $a_0 \gg \lambda_{ab}$ (c'est-à-dire, $B \ll B_{cr} \equiv \varepsilon^2 s^{-2} \Phi_0$, $B \ll B_\lambda \equiv \Phi_0/4\pi\lambda^2$), et que les fluctuations des lignes peuvent être considérées comme indépendantes, le problème peut être résolu exactement. Koshelev et Bualevskii

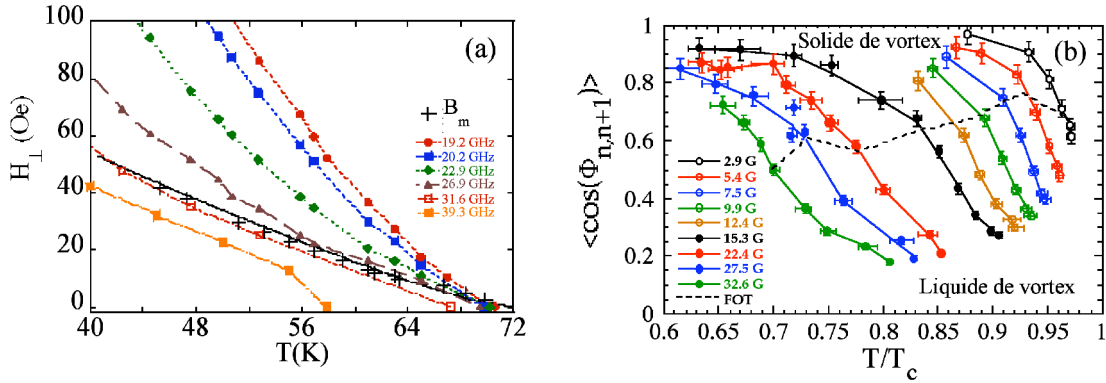


FIG. 4.4 – (a) Champs où a lieu la Résonance de Plasma Josephson pour les fréquences indiquées (méthode de perturbation de cavité). (b) La dépendance en champ et en température du facteur $\mathcal{C} \equiv \langle \cos \mathcal{P}_{n,n+1}^0 \rangle$, déterminée par division des données de $f_{pl}^2(B, T)$ par celles de $f_{pl}^2(0, T)$ obtenues en champ nul. La ligne en pointillés sépare les données obtenues dans le solide de vortex (partie supérieure) de celles obtenues dans le liquide de vortex (où $\langle \cos \mathcal{P}_{n,n+1} \rangle$ est plus faible).

obtiennent [246, 247]

$$1 - \langle \cos \mathcal{P}_{n,n+1}^0 \rangle = \frac{\pi B}{2\Phi_0} r_w^2 \ln \frac{\lambda_J}{r_w} \quad (B \ll B_{cr}, B_{\lambda}). \quad (4.10)$$

Dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ sous-dopé sous étude, B_{cr} est de l'ordre de 30 G (3 mT) au voisinage de la transition de premier ordre (voir Fig. 4.3d), tandis que B_{λ} est inférieur à 5 G (0,5 mT). Cette limite semble donc trop restrictive.

Pour des champs (bien) plus forts, des simulations numériques effectuées par Brandt et Sonin [248] sur un système modèle de deux couches supraconductrices superposées contenant un nombre égal de “galettes” aux positions connues donne une croissance initiale

$$1 - \langle \cos \mathcal{P}_{n,n+1}^0 \rangle \sim r_w^2 \quad (4.11)$$

avec un facteur de proportionnalité dépendant du champ, qui cède à une nécessaire saturation, $1 - \langle \cos \mathcal{P}_{n,n+1}^0 \rangle \rightarrow 1$, pour $r_w \sim 0,3a_0$. Le résultat numérique reproduit celui de Glazman et Koshelev [25, 92], qui prennent uniquement en compte les fluctuations quasi-bidimensionnelles, déterminées par un rôle prépondérant du module de cisaillement. Alors,

$$r_w^2 = \frac{a_0^2}{\pi} \langle \mathcal{P}_{n+1,n}^2 \rangle \sim s^2 \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{B_{cr}}{B} \right)^{1/2} \frac{k_B T}{\varepsilon^2 \varepsilon_0 s} \quad (B \gg B_{cr}). \quad (4.12)$$

On peut tenter l'obtention d'une expression plus précise pour r_w en rapprochant le résultat de l'intégrale (4.5) en exigeant seulement $a_0 \gg \lambda_J$ ($B \ll B_{cr}$), avec l'expression

$$\langle \mathcal{P}_{n,n+1}^0 \rangle = \frac{1}{a_0^4} \int_0^{K_0} dk_{\parallel}^2 \int_0^{\pi/s} dQ_z \frac{k_B T \sin Q_z s}{c_{66} k_{\parallel}^4 + c_{44}(k_{\parallel}, Q_z) k_{\parallel}^2 Q_z^2} \quad (4.13)$$

pour la différence de phase indépendante de jauge. En se limitant aux vecteurs d'onde $Q_z \ll \pi/s$, correspondant à des fluctuations corrélées d'enchainements de plusieurs galettes, on trouve que

$$r_w^2 \sim \frac{\Phi_0}{B \ln(B/B_{\lambda})} \langle \mathcal{P}_{n+1,n}^2 \rangle, \quad (4.14)$$

ce qui correspond au premier terme du développement de

$$r_w^2 \approx \frac{2\Phi_0}{B \ln(B/B_{\lambda})} \langle 1 - \cos \mathcal{P}_{n+1,n}^0 \rangle. \quad (4.15)$$

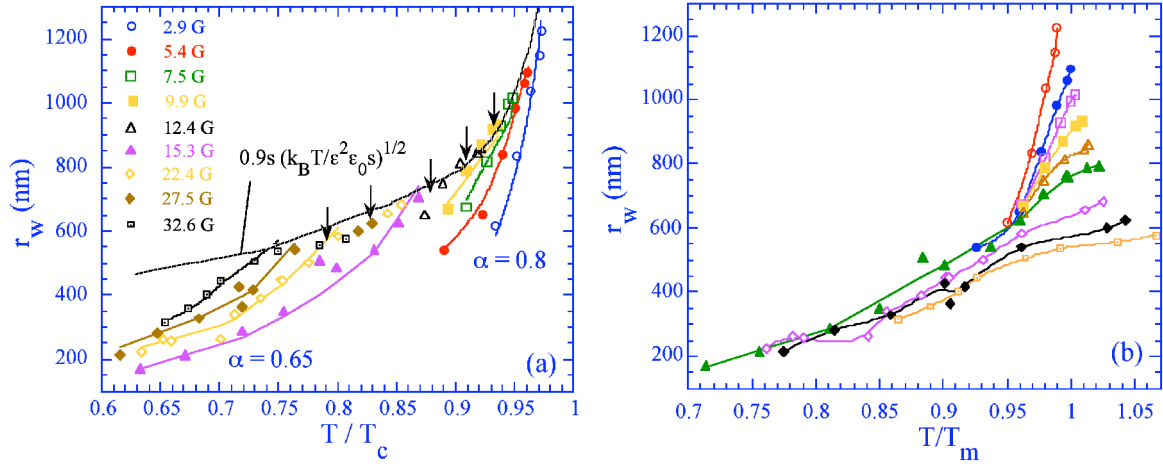


FIG. 4.5 – (a) La dépendance en température du défaut d’alignement moyen $r_w \equiv \langle (\mathbf{u}_{n+1} - \mathbf{u}_n)^2 \rangle^{1/2}$ entre deux segments de vortex situés dans des plans supraconducteurs consécutifs, pour différents champs appliqués (densités de vortex). Les lignes sont des adaptations théoriques à l’excursion thermique moyenne attendue dans le cas où le coefficient de flexion du réseau de vortex est le principal facteur opposant ces excursions. A noter que dans cette adaptation, tous les paramètres sont connus, sauf le facteur α dans l’Eq. (4.16). (b) les mêmes données, reportées en fonction de T/T_m , où T_m est la température de la transition de premier ordre.

On verra dans la section 5.3.3 que ce choix est cohérent avec la contribution entropique à l’énergie libre de par les fluctuations positionnelles des vortex. De plus, comme $B_m \gg B_\lambda$ dans tous les cas, le facteur logarithmique se réduit à une constante (d’ordre 2). C’est donc l’expression (4.15) qu’on utilise pour extraire r_w de nos données. Motivé par le rapport B_m/B_λ , presque constant, le dénominateur $\ln(B/B_\lambda)$ est traité comme une constante phénoménologique, absorbée dans le facteur α dans les ajustements de la section suivante. Dans la suite, on montrera que les valeurs de r_w extraites sont auto-cohérentes, dans le sens où elles sont conformes à l’expression théorique *explicite* déduite de l’Eq. (4.5) dans la *même* limite $B < B_{cr}$.

4.4 Fluctuations de lignes de flux individuelles - la fusion des vortex dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ est une transition tridimensionnelle

Les valeurs expérimentales extraites de r_w sont rendues, pour différents champs magnétiques appliqués $B < B_{cr}$, dans la Fig. 4.5a. On s’aperçoit que dans la phase solide de vortex, l’écart relatif entre “galettes” voisines dans des plans adjacents croît nonlinéairement avec la température, et croît également avec la densité de vortex. Dans la phase liquide, r_w adopte le même comportement pour toutes les densités de flux.

Le comportement particulier de r_w dans la phase solide montre que la tension linéaire des vortex est le principal facteur qui s’oppose aux fluctuations thermiques à l’origine de la décorrélation du réseau, et non, par exemple, le coefficient de cisaillement ou l’ancrage par le désordre cristallin. La dépendance en fonction de la température et du champ magnétique des excursions thermiques, $r_w(T, B)$, est convenablement décrite en incorporant la renormalisation de la tension linéaire par les mêmes fluctuations thermiques, tel que cela a été calculé par Koselev et Vinokur [230], et par Horovitz et Goldin [231] (voir également

[92, 249]). Dans la limite considérée ($B_\lambda \ll B \ll B_{cr}$), la longueur d'errement est donnée par

$$r_w^2 = \alpha s^2 \frac{k_B T}{\varepsilon^2 \varepsilon_0 s} \frac{1}{\ln(k_{max}^2/K_0^2)} = \alpha s^2 \frac{k_B T}{\varepsilon^2 \varepsilon_0 s} \frac{1}{\ln(\pi a_0^2/4r_w^2)} \quad (4.16)$$

$$\approx \frac{\pi}{4} \alpha s^2 \frac{k_B T}{\varepsilon^2 \varepsilon_0 s} \frac{1}{\ln[(\pi B_{cr}/4B)(\varepsilon_0 s/k_B T)]} \quad (4.17)$$

avec $\alpha \sim 1$ faiblement dépendant du champ. La comparaison directe de cette expression avec les mesures est faite en injectant les valeurs expérimentales de r_w à gauche et à droite, et en vérifiant l'auto-cohérence. Ceci est possible : à partir des expériences de JPR et d'aimantation effectués sur le *même* échantillon, on connaît effectivement *tous* les paramètres nécessaires. Les lignes continues de la Fig. 4.5a montrent un excellent accord entre théorie et expérience, en ajustant légèrement le paramètre α . Notamment, la dépendance en champ $r_w(B)$ n'est reproduite *que* par le calcul pour fluctuations individuelles de lignes de flux : des fluctuations *collectives* du réseau produiraient une *diminution* de r_w en fonction de B , que ces fluctuations aient un caractère tri-dimensionnel (prédominance du terme nonlocal collectif de c_{44}) ou bi-dimensionnel (prédominance de c_{66} dans l'équipartition), voir Eq. (4.12). De plus, la dépendance en température et en champ est reproduite uniquement à cause de la présence du facteur a_0/r_w sous le logarithme dans l'Eq. (4.16). Ce facteur trouve son origine dans la renormalisation thermique de la longueur de coupure de coeur déduite par Koshelev [230] et indépendamment par Goldin et Horovitz [231]. La raison du remplacement de $k_{max} = \pi/\xi_{ab}$ par $k_{max} = \pi/r_w$ est que, en présence de fluctuations thermiques relatives des galettes constituant une ligne de flux, il n'y a pas de sens à parler de déformations à une échelle plus petite que r_w .

Nos mesures mettent directement à jour l'importance de ce ramollissement de la tension linéaire des vortex : les excursions thermiques diminuent la tension linéaire, et la tension linéaire diminuée permet l'augmentation des fluctuations, jusqu'à ce que les déformations des vortex sont de l'ordre de la distance moyenne entre eux, et que l'enchevêtrement des vortex s'en suit. Par la même, la non-pertinence de c_{66} exclut que la fusion du réseau de vortex dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ soit une transition de type Berezinskii - Kosterlitz-Thouless, pilotée par la génération de défauts topologiques dans les réseaux bidimensionnels de vortex contenus par les plans supraconducteurs. Aussi, l'ordre topologique du réseau de vortex ne devrait être d'aucune importance pour la transition de 1^{er} ordre - uniquement la densité de vortex est importante.

On peut estimer, sans paramètres ajustables, le champ auquel ce ramollissement mène à la transition, par l'égalité $r_w^2 \sim \frac{\pi}{4} a_0^2$ - ceci équivaut à estimer le champ où les fluctuations de lignes de flux individuelles acquièrent une ampleur telle que la tension linéaire des lignes, déterminée par le couplage Josephson entre plans CuO_2 , disparaît. Au champ de transition, le couplage Josephson est effectivement moyenné à zéro sur une l'aire correspondant à une cellule élémentaire du réseau de vortex. On note cependant qu'un couplage non-nul demeure à des distances plus importantes, ce qui permet entre autre l'observation de la Résonance de Plasma Josephson [188]. L'évaluation du champ de transition donne

$$B_m(T) \approx \frac{1}{2\alpha} B_{cr} \frac{\varepsilon_0 s}{k_B T} \quad (B_m < B_{cr}). \quad (4.18)$$

La comparaison avec les données expérimentales est rendue dans la Fig. 4.3e,d. On voit que la ligne estimée n'est pas loin de la vraie transition, et suit le même comportement en température. On peut donc conclure que, dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, la ligne de transition de premier ordre entre solide et liquide de vortex est effectivement déterminée par la démise de la tension linéaire des lignes par la rétro-action des fluctuations positionnelles sur le couplage Josephson.

Notre compréhension de la transition premier ordre se rapproche de la description de Glazman et Koshelev [25], ainsi que de celle de Daemen et coll. [232, 233]. Toutefois, l'approche [25] considère uniquement la limite des forts champs, d'où un champ de transition $B_m \sim B_m^{2D}(B_{cr}/B)^{1/2}$. Aussi, les deux descriptions [25, 232, 233] décrivent la démise du couplage Josephson à toutes les échelles spatiales. La transition correspond alors à la température ou le coût d'énergie de la génération d'un fluxon (vortex Josephson) entre les plans CuO_2 devient nul. Nos résultats indiquent que la transition de premier ordre implique plutôt un découplage à courte échelle.

Le rendu de “ r_w ” $\sim a_0[1 - \cos(\mathcal{P}_{n+1,n}^0)]^{1/2}$ dans la phase liquide de vortex montre que cette quantité devient indépendant du champ magnétique, et qu’elle se laisse, de manière phénoménologique, décrire par le préfacteur dans l’Eq. (4.17),

$$[1 - \cos(\mathcal{P}_{n+1,n}^0)]_{\text{liquide}} \sim \alpha s^2 \frac{k_B T}{\varepsilon^2 \varepsilon_0 s}; \quad (4.19)$$

Ceci correspond au paramètre de développement dans l’approche de l’expansion à hautes températures développée par Koshlev [188]. On peut estimer l’ampleur des excursions des lignes de flux dans le liquide en supposant que l’Eq. (4.5) est toujours valable, mais en supposant que le terme de couplage Josephson dans c_{44} est réduit à néant. Si on inclut les interactions répulsives avec les lignes de flux voisines, cela donne

$$[1 - \cos(\mathcal{P}_{n+1,n}^0)]_{em} \sim \lambda_{ab}^2 \frac{k_B T}{\varepsilon_0 s} \quad (B \ll B_\lambda) \quad (4.20)$$

$$\sim a_0^2 \frac{k_B T}{4\varepsilon_0 s} \quad (B \gg B_\lambda) \quad (4.21)$$

Le résultat dans la limite bas champ exprime simplement que les excursions relatives des galettes sont déterminés par le couplage électromagnétique. Il décrit l’ampleur des fluctuations dans le liquide mais pas la dépendance en température. À l’inverse, le résultat pertinent dans notre cas ($B \gg B_\lambda$) ne décrit pas la dépendance expérimentale sur le champ magnétique.

La raison est que le mouvement des lignes de flux dans le liquide est diffusif, et qu’une évaluation de la fonction de partition à partir des simples modes de fluctuations du réseau de vortex n’est plus appropriée. Une meilleure approche est l’expansion à hautes températures nommée précédemment [188]. Cette théorie prédit, pour une distribution aléatoire des galettes dans les plans CuO_2 , que

$$[1 - \cos(\mathcal{P}_{n+1,n}^0)]_{\text{liquide}} \sim f \frac{\varepsilon^2 \varepsilon_0 s}{k_B T} \frac{B_{cr}}{B}, \quad (4.22)$$

où la fonction $f = a_0^{-2} \int d^2 r \langle |S_1(\mathbf{r})| \rangle$ et $S_1(\mathbf{r})$ est la fonction de corrélation de la phase supraconductrice au sein des plans CuO_2 . Une formule similaire a été obtenue par Hwang et Stroud dans le régime de l’expansion en fonctions propres du premier niveau de Landau [251]. Ces résultats décrivent bien les expériences de Résonance de Plasma Josephson à fort champ [189, 181, 191, 192, 194], mais ne sont pas appropriés pour nos expériences effectuées proche de la ligne de transition de premier ordre. Cependant, il est intéressant de noter que même lors d’un arrangement aléatoire des galettes, il subsiste un couplage Josephson résiduel dans la phase liquide [188, 248], d’ailleurs responsable pour les premières observations de la Résonance de Plasma Josephson [189, 181, 191, 192, 194].

4.5 Saut d’entropie à la transition

La description théorique de la transition de fusion des lignes de flux dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ implique que tous les modes de flexion des lignes de flux sont importantes à la transition, et non seulement les modes quasi-bi-dimensionnels avec $Q_z = \pi/s$. En particulier, l’importance des modes avec $Q_z = 2/\varepsilon a_0$ qui minimisent l’énergie totale de déformation élastique [253] laissent ouverte la possibilité d’une transition vers un liquide de lignes de flux à faible champ – contrairement au paradigme généralement accepté du liquide de galettes indépendantes.

On peut essayer d’estimer le volume élémentaire des fluctuations responsables pour la transition, $V_{edf} = a_0^2 L$, à partir de la discontinuité de l’induction locale à la transition, $\Delta B = \mu_0 V^{-1} (d\Delta G / d\delta)_T$ (V est le volume du système). Dodgson *et coll.* calculent le saut attendu en assignant au changement de l’énergie de Gibbs à la transition, ΔG , la valeur $k_B T (V/V_{edf})$. Pour le cas de la fusion du réseau de vortex en $D = 2$, on a $V_{edf} = a_0^2 d$; pour une transition régie par les fluctuations bi-dimensionnelles des galettes, $V_{edf} = a_0^2 s$ et [252]

$$\Delta B = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{k_B T_m}{\Phi_0 s}. \quad (4.23)$$

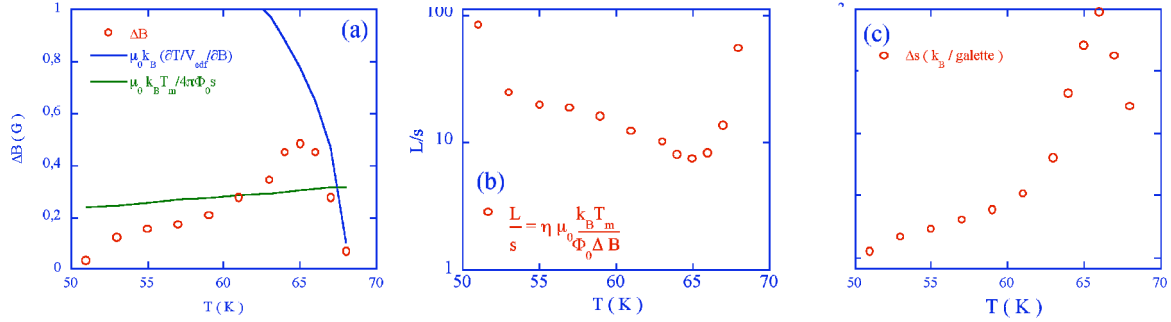


FIG. 4.6 – (a) Discontinuité de l'induction à la fusion du réseau de vortex dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ sous-dopé ($p = 0,11$). Les lignes continues désignent le comportement théorique dans la limite $D = 2$, Eq. (4.23), et dans un supraconducteur continu, Eq. (4.24). (b) Longueur du volume élémentaire de fluctuation proche de la transition de premier ordre de l'ensemble de vortex, déduit par inversion de la relation entre ΔB et T_m . (c) Différence d'entropie par galette à la transition.

Bien que cette expression semble donner un bon accord avec les résultats de Zeldov *et coll.* [242] sur le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ optimalement dopé [252], elle ne décrit nullement la situation présente (voir Fig. 4.6). La discontinuité expérimentale est trop importante à des températures proches de T_c , et semble disparaître à des températures intermédiaires (~ 40 K).

Si l'on considère la possibilité d'une fusion de lignes de flux continues, il faut estimer ΔB directement à partir de l'expression (4.18) et $V_{\text{eff}} = \frac{1}{2} \varepsilon a_0^3$. Ceci donne

$$\Delta B = \mu_0 k_B T_m^{1/2} (1+t)(1-t)^{1/2} \left(\frac{B_{cr}}{\Phi_0^3} \right)^{1/2} \left(\frac{\varepsilon_0(0)s}{k_B} \right)^{1/2} \quad (4.24)$$

dont l'évaluation est également montré dans la Fig. 4.6. L'Eq. (4.24) donne un bon accord proche de T_c , ce qui semble indiquer que l'on ait effectivement une fusion vers un *liquide de lignes*, même dans le supraconducteur très anisotrope $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (ceci correspond à la situation envisagée dans la Fig. 123 de la Ref. [92]). On verra dans la section 5.3.3 qu'en effet, les fluctuations dans le liquide de vortex sont bien décrites si l'on accepte des corrélations à courte distance, $L \sim 3 - 10s$.

A plus basses températures, l'accord devient très mauvais. Une appréciation théorique de ΔB est compliquée par la présence des interactions entre lignes de flux et par le manque d'information sur les corrélations dans le liquide de vortex. On peut toutefois inverser la donne, et estimer la longueur L par l'inversion de l'expression pour ΔB . On voit alors que, proche de la transition de fusion, on a affaire aux fluctuations corrélées d'une dizaine de galettes, en accord avec les mesures d'aimantation à l'équilibre de la section 5.3.3.

Enfin, la diminution de ΔB et la dépendance en température de plus en plus faible de B_m lorsque T diminue mènent à la disparition du saut d'entropie aux alentours de 50 K. Cet effet est bien plus marqué que dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ optimalement dopé – en guise d'explication de ce phénomène, on invoque le désordre bien plus important dans les cristaux sous-dopés, qui augmente les fluctuations positionnelles des galettes dans le solide de vortex, et réduit le champ de transition à basse température.

4.6 Effet d'un champ magnétique oblique sur la transition

Dans un supraconducteur isotrope ou faiblement anisotrope tel que le $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, le fait d'appliquer le champ magnétique à un angle non-nul par rapport aux axes cristallins du matériau ne change pas la physique de l'ensemble des lignes de flux. Elle entraîne simplement un déplacement du champ de

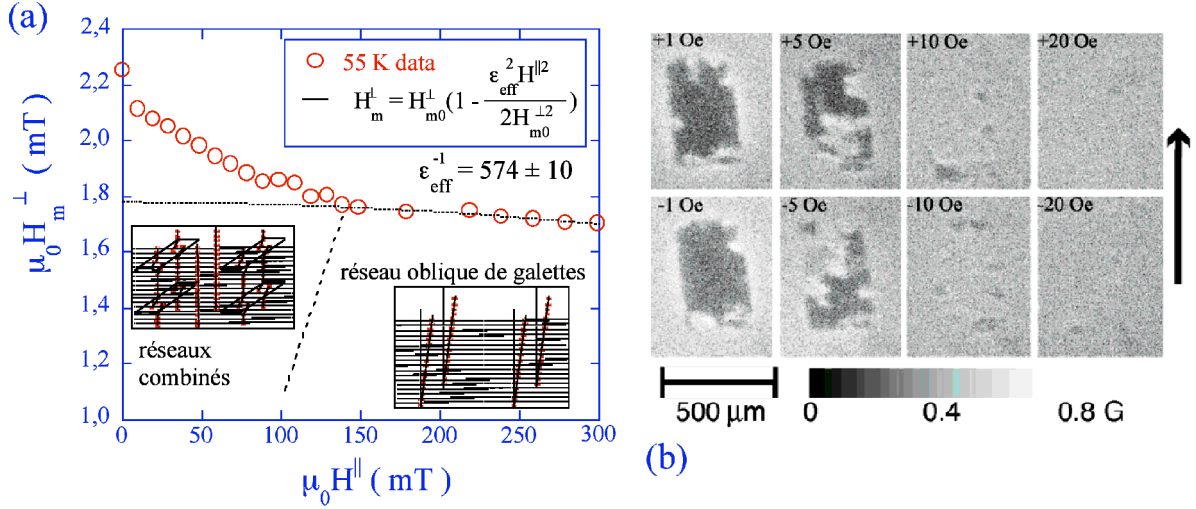


FIG. 4.7 – (a) Diagramme de phases du réseau de vortex dans un monocristal sous-dopé de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, avec $T_c = 70$ K, sous champ magnétique oblique, à 55 K. Le diagramme de phases est présenté dans le plan (H^\perp, H^\parallel) des composantes du champ magnétique perpendiculaire et parallèle aux plans CuO_2 . On distingue les phases suivantes. Pour faible (H^\perp, H^\parallel) , les lignes de flux constituent une phase cristalline avec deux sous-réseaux interpénétrants, formés par les empilements de vortex bidimensionnels (“pancake vortex” ou “galettes”, disques rouges dans le croquis à gauche), et par des empilements de vortex Josephson (vortex elliptiques, parallèles aux plans) respectivement. A faible H^\perp et fort H^\parallel , les vortex Josephson disparaissent et on a une phase de “galettes” empilées de façon inclinée. Pour grand H^\perp et faible H^\parallel , il y a une phase liquide corrélée, ou subsistent des segments de lignes de flux et des corrélations de la phase supraconductrice à courte distance; [271] enfin, à fort (H^\perp, H^\parallel) , le liquide de vortex est homogène. La transition entre réseaux combinés et le réseau oblique est de premier ordre. (b) Imagerie magnéto-optique différentielle de la pénétration du flux magnétique dans le même cristal, en présence d’une composante parallèle au plan du champ magnétique, $H^\parallel = 500$ Oe (50 mT) dirigé dans le sens de la flèche. La pénétration du flux est anisotrope par rapport à la direction de la composante perpendiculaire H^\perp , ce qui indique la nature corrélée des lignes de flux, même lorsque leur inclinaison est très importante.

fusion, suivant la loi d’échelle, dite de London,

$$B_m(T, \theta) \approx \frac{B_{m0}(T)}{\sqrt{\sin^2 \theta + \varepsilon^2 \cos^2 \theta}}. \quad (4.25)$$

L’angle θ est celle entre la direction du champ magnétique et les plans CuO_2 , et $B_{m0}(T) \approx \frac{1}{2} c_L^{-4} \Phi_0 \varepsilon^2 \varepsilon_0^2 / k_B T$ est obtenu à partir de l’Eq. (1.19) [42, 91]. Ceci traduit que, bien que les longueurs caractéristiques du réseau de vortex changent lorsque le champ magnétique est incliné, la symétrie elle-même du réseau ne change pas.

La situation est différente dans les supraconducteurs lamellaires tels que le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. Au lieu de la dépendance quadratique entre les composantes H_m^\perp et H_m^\parallel perpendiculaires et parallèles aux plans décrite par l’Eq. (4.25), on a initialement une dépendance linéaire (Fig. 4.7a) [254, 255, 256], qui s’explique par la décomposition du réseau de vortex en deux sous-réseaux [257]. La composante de champ magnétique perpendiculaire aux plans est portée par les empilements maintenant bien connues de vortex bi-dimensionnels (les “galettes”). La composante parallèle aux plans est portée par des empilements de vortex Josephson [257]. On désigne les structures adoptées par les deux systèmes interpénétrant “réseaux combinés”. Une étude approfondie [256] menée sur des monocristaux de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ de différents dopages montre que seulement pour de très fortes inclinaisons du champ magnétique ($\theta \ll 1$ ou $H^\parallel \gg H^\perp$), on récupère le comportement anisotrope de la ligne de fusion prévu par le modèle de London. Le point précis où ce changement de caractère de la transition de fusion a lieu constitue un point tri-critique, correspondant à l’intersection de la ligne de fusion et une nouvelle transition structurale du réseau de vortex. Cette nouvelle transition est également de premier ordre, comme en témoigne la présence de sur-chauffe et sur-refroidissement [256].

Là où la diminution de la composante perpendiculaire H_m^\perp du champ de fusion, linéaire en H^\parallel , est

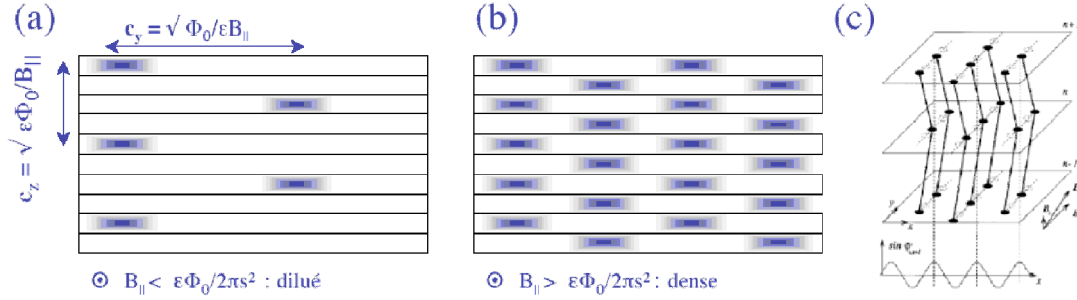


FIG. 4.8 – Disposition de vortex Josephson dans un supraconducteur lamellaire lors de l’application d’un champ $H^{\parallel} \parallel x$. Les vortex Josephson forment un réseau triangulaire avec paramètres $c_y = (2\sqrt{3}\Phi_0/\epsilon B^{\parallel})^{1/2}$ et $c_z = (2\sqrt{3}\epsilon\Phi_0/B^{\parallel})^{1/2}$ (a) limite diluée (b) limite dense; le champ $\epsilon\Phi_0/2\pi s^2$ correspond au recouvrement des cœurs de phase et est donc l’analogie du deuxième champ critique du réseau de vortex Josephson; il est de l’ordre de 0,35 T dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. (c) Structure commensurable en zig-zag des galettes et vortex Josephson, telle que proposée par Bulaevskii *et coll.* [265].

comprise comme le résultat de la diminution de l’énergie libre du solide de vortex entraînée par la présence d’une densité $\mu_0 H^{\parallel}/\Phi_0$ de vortex Josephson, le retour au comportement (4.25) est dû à la suppression de la contribution du couplage électromagnétique au module de flexion [troisième terme de l’Eq. (4.3)] lorsque l’inclinaison d’un empilement de galettes devient important. On peut évaluer la température de fusion $T_m \sim [c_{44}(k_{\parallel} \sim a_0^{-1})c_{66}]^{1/2} a_0^3/k_B \sim \frac{1}{2}c_L^{-4}\epsilon^2\epsilon_0^2/k_B(\Phi_0/B)$ en incluant *uniquement* le terme nonlocal et la tension linéaire (dû au couplage Josephson) de c_{44} . Le module de flexion prend alors la même guise que pour un supraconducteur “continu”, d’où le comportement correspondant de la ligne de fusion. On note que, de nouveau, le comportement précis de la transition est déterminée par la longueur de coupure de coeur : pour un réseau oblique, celle-ci est donnée par $\pi/k_{max} \approx s^2 \cotan^2\theta + \langle u_{n,n+1}^2 \rangle$ [256]. La prise en compte de cette longueur implique que ce n’est pas l’anisotropie “nue” ϵ qui entre dans l’Eq. (4.25), mais une anisotropie efficace donnée dans la Ref. [256].

Vu le diagramme de phases, Fig. 4.7a, on peut se poser la question de la structure du liquide de vortex en champ magnétique oblique : est-ce que la fonte des réseaux combinés est identique à celle du réseau de vortex inclinés ? Peut-on résoudre le changement de structure réseaux combinés - réseau incliné par la Résonance de Plasma Josephson ? Nous avons décidé de nous attaquer à ces questions en mesurant la variation de la fréquence de JPR, f_{pl} , en fonction de l’inclinaison du champ magnétique.

JPR sous champ oblique Les premières études de la JPR dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (optimalement dopé) en champ magnétique oblique ont été effectuées par Tsui *et coll.* [258] et par Matsuda *et coll.* dans la phase liquide de vortex. Les résultats montrent un fort accroissement du champ $H(\theta)$ où a lieu la JPR lorsque θ est diminué. Ce comportement fut attribué initialement au fait que la JPR dans la phase liquide serait déterminé uniquement par la densité $B^{\perp}/\Phi_0 = B/\Phi_0 \sin\theta$ de galettes dans les plans CuO_2 . Or, une inspection fine des données révèle un comportement plus riche. La situation est resumée par le rendu en diagramme polaire des données de Bayrakci *et coll.* [260] dans la Fig. 4.9a. Pour des grands angles, $\theta \gtrsim 3^\circ$, la JPR a effectivement lieu à une composante B^{\perp} presque constante, puis diminue lorsque H^{\parallel} est augmenté davantage. Simultanément, la largeur de raie de la JPR augmente. Ce comportement est compris dans le cadre de la théorie développée par Koshelev, Bulaevskii, et Maley [261], qui partent du principe que dans la phase liquide de vortex, lorsque l’on est suffisamment éloigné de la transition de fusion, le système dense et désordonné de galettes réduit la cohérence de phase interplan au point que la longueur effective de Josephson λ_J est plus grande que toutes les autres longueurs intervenant dans le problème. Dans ce cas, un réseau de vortex Josephson ne peut se former, on a affaire à un liquide de vortex *homogène*. L’effet de la composante du champ parallèle au plan est de simplement ajouter, à

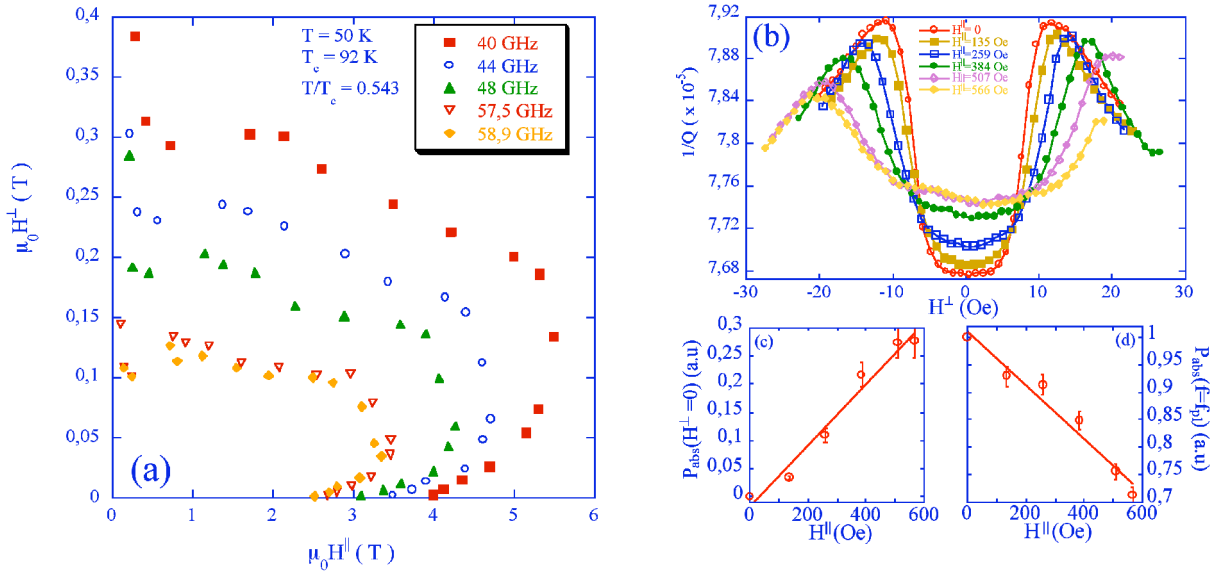


FIG. 4.9 – (a) Positions de la Résonance de Plasma Josephson dans un monocristal de Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+δ} optimalement dopé ($p \approx 0,16$), à 50 K, tel que reporté par Bayrakci *et coll.* [260], mais rendu dans un diagramme polaire. (b) Evolution à 66,0 K du pic de dissipation hyperfréquence dans la configuration utilisée pour la mesure de la JPR, en fonction de l’ampleur d’une composante H^{\parallel} du champ, parallèle aux plans CuO₂. (c) Dissipation en fonction de H^{\parallel} , pour alignement parfait du champ avec les plans CuO₂. (d) Valeur du maximum de dissipation en fonction de H^{\parallel} .

travers du deuxième membre de gauche de l’Eq. (2.18), une contribution

$$\Delta\mathcal{P}(y) = \mathcal{P}^0 + \frac{2\pi L_{eff}}{\Phi_0} B^{\parallel} y, \quad (4.26)$$

linéaire en fonction de la position y , dont l’effet est la diminution observée de $f_{pl}(B^{\parallel})$.

Or, pour des petits angles θ , on observe une “réentrance” de la position du pic principal de JPR, accompagnée d’un dédoublement de celui-ci. Ce phénomène de “raidissement” a été étudié en détail par Koshelev [264]. La présence du réseau de vortex Josephson signifie qu’au lieu de l’Eq. (4.26), il faut prendre en compte, dans la limite dense, la phase oscillante

$$\mathcal{P}_n^0(y) = 2\pi y/c_y + \pi n + \alpha_n(y) \quad (B^{\parallel} > \varepsilon\Phi_0/2\pi s^2); \quad (4.27)$$

celle-ci est composé de la phase homogène (4.26), la phase oscillante dans le plan induite par les vortex Josephson, et un terme oscillant de plan en plan qui prend en compte la structure triangulaire du réseau. De plus, le champ électrique hyperfréquence entraîne non seulement l’effet tunnel interplan des paires de Cooper, mais aussi le mouvement oscillatoire des vortex Josephson $\parallel y$. Il est donc nécessaire de résoudre l’Eq. (2.18), couplé à l’équation de mouvement des vortex Josephson. Koshelev trouve plusieurs modes [264], la fréquence du mode le plus bas (pour $k_y = 0$) se comporte comme

$$f_{pl} = f_{pl}(H = 0) \sqrt{2\langle \cos \phi_{0n} \rangle + \frac{\pi s^2 B^{\parallel}}{\varepsilon\Phi_0}} \quad \left(B^{\parallel} > \frac{\varepsilon\Phi_0}{2\pi s^2} \right), \quad (4.28)$$

où le cosinus moyen de la phase

$$\langle \cos \phi_{0n} \rangle = \frac{1}{2} \left[4 + \left(\frac{s}{\lambda_{ab}} \right)^2 \right] \frac{\varepsilon\Phi_0}{2\pi s^2 B^{\parallel}} \quad \left(B^{\parallel} \gtrsim \frac{\varepsilon\Phi_0}{\pi s^2} \right). \quad (4.29)$$

On voit que la fréquence de JPR est effectivement supposée augmenter en fonction de H^{\parallel} croissant. Koshelev décrit aussi un mode anti-phase ($k_z = \pi/s$), pour lequel $f_{pl} = 2f_{pl}(0) \sqrt{\varepsilon\Phi_0/2\pi s^2 B^{\parallel}}$ [264]. Il

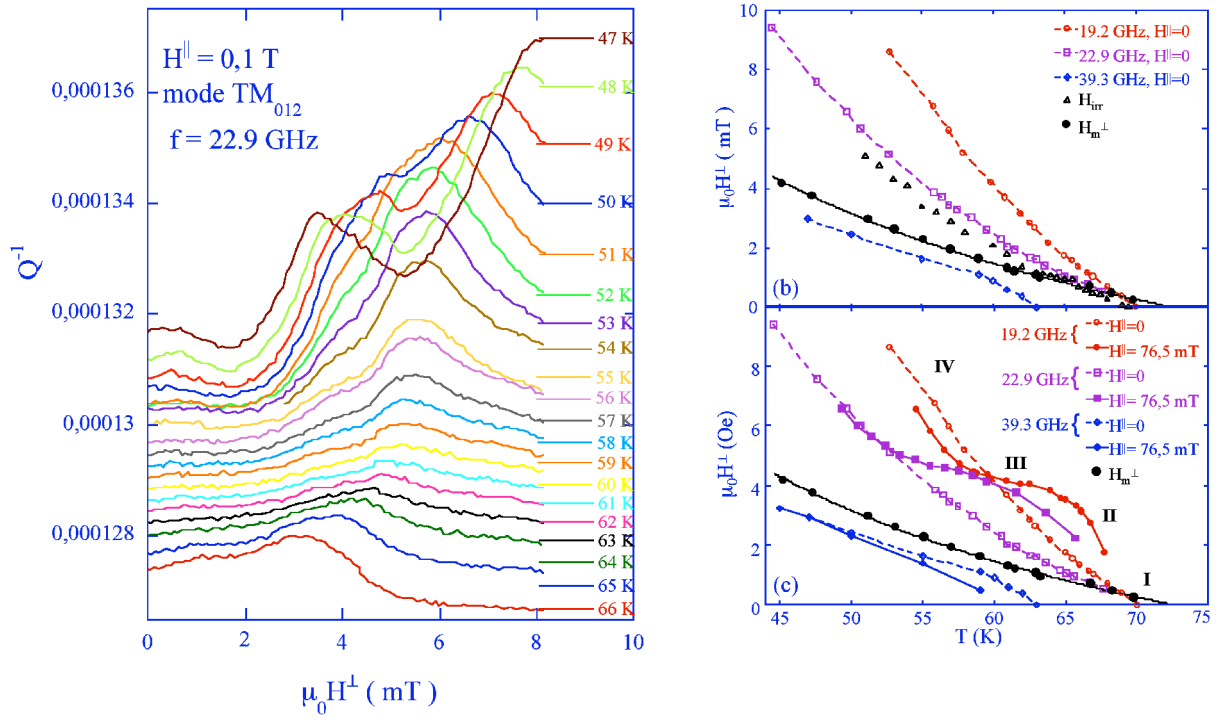


FIG. 4.10 – (a) Absorption hyperfréquence du monocristal de la Fig. 4.7 à différentes températures, à $f = 22,9$ GHz. (b) Relevé des positions des pics d'absorption dans le diagramme de phases (B^\perp, T) . Les données pour $f > 30$ GHz sondent le solide de vortex, dans lequel l'application d'un composante parallèle aux plans du champ magnétique entraîne une diminution du champ de résonance. Les données pour plus basses fréquences sondent le liquide de vortex, où, à haute température, l'augmentation de H^\parallel entraîne une augmentation du champ H^\perp où la JPR est observée.

existe donc plusieurs modes de la JPR, déterminées par la possibilité d'avoir une oscillation cohérente soit en phase, soit en antiphase, des paires supraconductrices et des vortex Josephson.

En présence d'une composante B^\perp , s'ajoute l'effet de l'interaction attractive entre vortex Josephson et galettes, croissante lorsque la densité de vortex augmente [257, 265, 266]. Le même mécanisme de piégeage de vortex Josephson par les galettes qui mène aux structures en chaînes de vortex, observées à très faible champ [267, 268], atténue leur mouvement et accroît les corrélations locales de phase interplan. Bulaevskii *et coll.* proposent l'existence d'états commensurables des deux réseaux de vortex, où les galettes adoptent une configuration en zig-zag sur le réseau de vortex Josephson. La cohérence interplan croissante de la phase à l'approche du premier état commensurable serait responsable pour le comportement de la JPR à petits angles [191, 260]. Un défaut de ce modèle est que les résultats de Bulaevskii *et coll.* ne sont pas transposables aux manipulations de la Ref. [191, 260] : les résultats plus récents [256] semblent indiquer qu'aux valeurs (B^\perp, B^\parallel) en question, le réseau de vortex adopte l'état de piles inclinées de galettes, et non pas l'état de réseaux combinés présumé dans la Ref. [187].

Le dédoublement du maximum de dissipation JPR pour champs magnétiques alignés proche des plans CuO_2 a été confirmé par les mesures de Kakeya *et coll.* [262, 263], dont les données sont rendues dans la Fig. 4.11b. Le dédoublement est le plus important pour $\theta = 0$, se réduit lorsque θ croît, et s'annule pour $\theta \sim 5^\circ$, où l'on n'observe plus qu'un seul mode de la JPR. Les auteurs invoquent l'excitation du mode JPR transverse au vecteur d'onde $\mathbf{k} = (k_x = \pi/c_x, k_z = \pi/s)$ pour expliquer le comportement à haute température, mais ne proposent pas d'explication pour le dédoublement des pics.

Enfin, Matsuda *et coll.* [191] semblent avoir mesuré l'amorce d'une *augmentation* de $f_{pl}(H^\parallel)$ dans le régime contraire de grand θ , qui semble être corrélé avec les points saillants du diagramme de phase de la Fig. 4.7a. Dans la suite, on se concentrera sur ce régime. Nos mesures montreront que cette corrélation avec le diagramme de phases des vortex peut être poussée plus loin, et nous mènera à proposer une

interprétation du comportement de la JPR sous champ magnétique oblique.

Expériences On mesure, à fréquence fixe, l'absorption hyperfréquence d'un monocristal de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ sous-dopé ("MW103", $p = 0,11$) aux mêmes caractéristiques que les cristaux de la section 4.2, par la méthode de perturbation de cavité. Comme dans la section 4.2, on relève l'absorption pour différents modes TM_{01n} de la cavité à fin de disposer de données de part et d'autre de la ligne de transition de premier ordre. Dans toutes les manipulations, on varie la composante du champ perpendiculaire aux plans supraconducteurs, H^\perp , à T et H^\parallel constant, après un refroidissement sous champ. La Fig. 4.9b montre un exemple de la réponse dans le liquide de vortex à 66,0 K : en augmentant H^\perp , la dissipation montre le pic habituel de la JPR. On applique ensuite une composante de champ parallèle aux plans, H^\parallel . Pour $H^\perp = 0$, c'est-à-dire, un alignement parfait du champ avec les plans, la dissipation augmente linéairement avec H^\parallel (Fig. 4.9c). Malgré le paradigme admis pour le liquide de vortex [261], ceci est cohérent avec la présence de vortex Josephson. La dissipation est proportionnelle à $E_{rf}^{\perp 2}/\rho_f \propto f^2 H^{\parallel 2}/\rho_f$, où ρ_f est la résistivité de fluage des fluxons. La linéarité $E_{rf}^{\perp 2}/\rho_f \propto H^\parallel$ implique $\rho_f \propto H^\parallel$, en accord avec les mesures explicites de ρ_f effectuées par Latyshev *et coll.* [269].

L'application d'un champ perpendiculaire en présence du champ parallèle préalablement établi a pour résultat d'augmenter la valeur de B^\perp où a lieu le pic de résonance. Etant donné le caractère "anticyclotronique" de la JPR, ceci implique l'augmentation de f_{pl} pour une composante H^\parallel croissante. En même temps, la hauteur du pic de dissipation s'affaïsse, linéairement avec H^\parallel , voir la Fig. 4.9d. L'affaïssement se fait par la diminution du flanc bas-champ de la résonance, tandis que la "queue" vers les champ élevés est peu affectée. Ce comportement, caractéristique du liquide de vortex, est à l'opposé de ce que l'on retrouve dans la phase solide : les données pour 39,4 GHz montrent une *décroissance* du champ où a lieu la JPR.

Les différents comportements dans les deux phases sont rendus dans la Fig. 4.10b,c. On s'aperçoit que l'accroissement dans le liquide de vortex est dépendant de la température. On distingue quatre régimes. Aux plus hautes températures (I), proches de T_c , l'application de H^\parallel a pour conséquence l'effacement total de tout signe de la JPR. Suit un régime (II) dans lequel l'effet de H^\parallel est le plus marqué, avec une rapide augmentation de $f_{pl}(H^\parallel)$ lorsque l'échantillon est refroidi. Aux températures intermédiaires (III), $f_{pl}(H^\parallel, T)$ forme un plateau, avant de se retrouver quelque-peu en dessous du champ de JPR en absence d'une composante parallèle du champ à basses températures (IV). Ce dernier régime est aussi caractérisé par l'apparition du dédoublement du pic de résonance précédemment reporté par Matsuda *et coll.* [191] et Kakeya *et coll.* [262], voir Fig. 4.10a. En cela, nos données confirment celles de Kakeya *et coll.* [262] voir la Fig. 4.11b.

Discussion Lorsque l'on inspecte les données attentivement, on conclue que les résultats dépendent fortement de l'état d'aggrégation du réseau de vortex sous-jacent. Notamment, la présence de la composante H^\parallel entraîne l'augmentation de la fréquence de la JPR uniquement dans le régime de champs et de températures où les vortex sont dans la phase liquide, et ne sont pas affectés par le piégeage par les défauts du matériau. Au contraire, dans la phase solide, et à basses températures où le piégeage de flux est important, l'application de H^\parallel induit une légère baisse de f_{pl} .

On effectue un rapprochement avec les données de Koshelev, Latyshev et Konczykowski, qui mesurent l'effet d'entraînement des galettes par vortex Josephson par des mesures directes de la résistivité non-linéaire $\parallel c$ [270]. Dans le cas où $H^\perp = 0$, on trouve une relation $I(V)$ non-linéaire, où le courant seuil correspond au courant Josephson maximal interplan j_J , et la résistivité dynamique au delà du seuil est donnée par la somme de ρ_f , $\sigma_{qp,c}^{-1}$, et la résistivité des quasiparticules dans le plan, mis en mouvement par l'écoulement des vortex Josephson [269]. Si on applique maintenant une composante H^\perp , le courant seuil *augmente* à cause de la friction engendrée par la présence des galettes. Par contre, l'augmentation du piégeage des lignes de flux (galettes) par l'introduction de défauts colonnaires amorphes (section 2.6.1) *réduit* de nouveau le courant seuil : les galettes étant piégées sur les traces amorphes, l'effet de friction sur les vortex Josephson est supprimé.

Dans nos expériences de JPR, le champ hyperfréquence utilisé pour la mesure de la RPJ entraîne

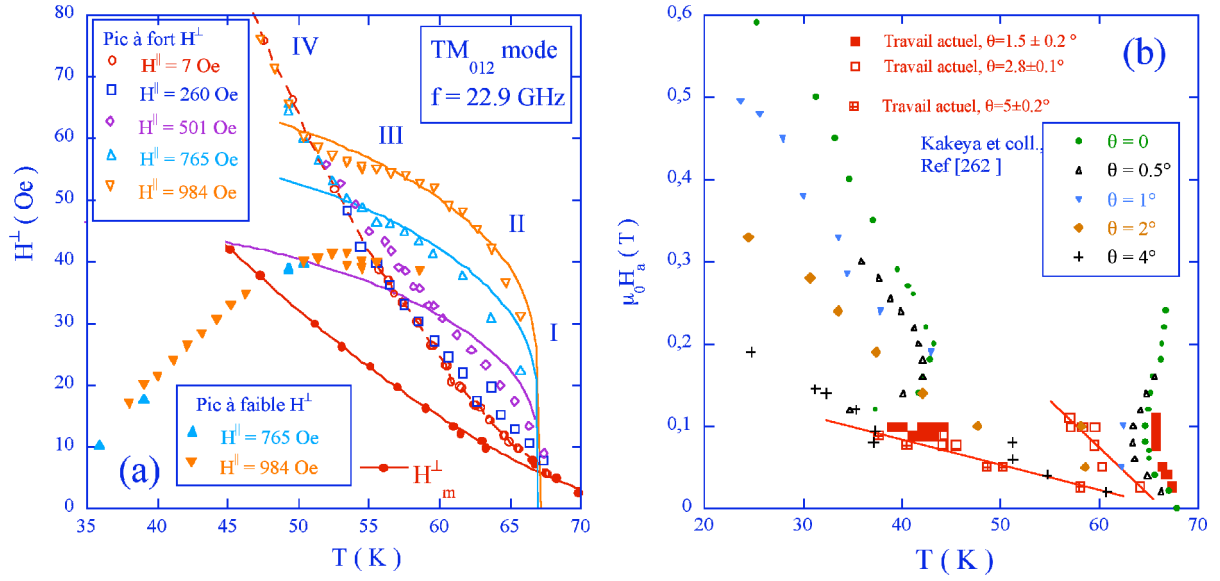


FIG. 4.11 – (a) Diagramme de phases présenté dans le plan (H^\perp, T) pour le monocristal de la Fig. 4.7. Les points représentent la position du pic d'absorption en résistance de surface correspondant à l'excitation de la JPR à $f_{pl} = 22,9$ GHz. A haute température, l'augmentation de H^\parallel entraîne une augmentation du champ H^\perp où la JPR est observée. Ceci est dû au raidissement du système de vortex, que l'on interprète par une attraction mutuelle entre “galettes” et segments de vortex Josephson dans le liquide corrélé. A basse température, le piégeage de “galettes” par des défauts cristallins empêche la formation du liquide corrélé et il n'y a pas d'effet sur la JPR. Dans ce régime, nous observons également un deuxième mode de la JPR, à faible H^\perp . (b) Comparaison de nos données avec celles de Kekeya *et coll.* [262].

un mouvement périodique des vortex Josephson. Dans le cas où l'ancrage des galettes par des défauts cristallins est important, c'est-à-dire, à basse température, et en ce qui concerne nos cristaux sous-dopés plutôt désordonnés (section 4.2), dans la phase solide des vortex, on a une diminution de f_{pl} . Au contraire, dans l'état liquide de vortex, l'interaction entre “galettes” et vortex Josephson donnerait lieu à l'amortissement du mouvement périodique de ces derniers, et donc à l'augmentation de f_{pl} en fonction de H^\parallel . Cette attraction mutuelle devrait également donner lieu à une modulation spatiale de la densité des galettes.

Partant de cette hypothèse, c'est à dire, les vortex Josephson sont immobiles ou effectuent des oscillations de faible amplitude seulement, on peut faire une estimation de l'étendue du diagramme de phase dans laquelle l'interaction vortex-Josephson – galettes mène effectivement à une diminution de l'énergie libre du système [257, 266, 271]. Pour cela, on compare le gain d'énergie engendré par un croisement d'une ligne de flux et un vortex Josephson, $E_\times = 4Cs\varepsilon_0^2/\lambda_J U_M$, avec l'énergie d'interaction $E_{int} = C_1\varepsilon_0 K_0(a_0/\lambda_{ab})$ perdue à cause de la déformation locale du système de galettes. L'énergie électromagnétique $U_M = C_{44}k_z/2n_v$ avec C_{44} la seule partie électromagnétique de c_{44} [troisième terme de (4.3)] pertinent dans le liquide de vortex. On trouve ainsi que le réarrangement des galettes à fin de maximiser le nombres d'intersections avec les vortex Josephson dans le liquide est favorable si

$$8\sqrt{\frac{B^\parallel}{\varepsilon\Phi_0}} \left(\frac{\varepsilon^2\lambda_{ab}^2}{s} \right) \left/ \ln \left(1 + \frac{\lambda_{ab}^2\pi B^\perp}{2\Phi_0(1-C)} \right) \right. > \tilde{C}K_0 \left(\frac{a_0}{\lambda_{ab}} \right) \quad (4.30)$$

($\tilde{C} \equiv C_1/C$). La condition (4.30) est évaluée à l'aide des mesures de λ_{ab} et ε présentés plus haut, et en injectant les valeurs expérimentales de $C = f_{pl}^2(B^\perp, B^\parallel, T)/f_{pl}^2(0)$. L'Eq. (4.30) devient ainsi une condition d'auto-cohérence. Le résultat de l'évaluation décrit bien l'évolution du champ de JPR en fonction de H^\parallel dans les régimes (II) et (III) ; il est montré par les lignes continues dans la Fig. 4.11a. Comme les mesures

ont été faites à fréquence constante, ces lignes doivent être interprétées comme celles où la cohérence de phase, accrue lors de l'application de H^{\parallel} , retrouve la valeur à $H^{\parallel} = 0$. On interprète ainsi la région liquide incluse entre ces deux limites comme étant un nouveau *liquide corrélé*, dans lequel les galettes *décorent* des segments de vortex Josephson, provoquant une modulation locale de la densité B^{\perp}/Φ_0 .

Cette interprétation est appuyée par le comportement de la raie de la JPR. Celle-ci est déterminé, à bas champ, par l'occurrence de régions étendues sur lesquelles la JPR peut avoir lieu de manière corrélée [261]. Ces régions sont interrompues par la présence de vortex Josephson, ce qui diminue leur poids. Au contraire, à fort champ, la forme de raie est déterminée par des zones de petites étendue où le couplage Josephson est établi de manière aléatoire. Ces petites zones ne sont pas affectées par la modulation de la densité de galettes. Enfin, le décroissement linéaire de la hauteur du pic est simplement interprété comme étant dû à la fraction de plus en plus petite de l'échantillon qui participe à la JPR. En effet, les zones occupées par les cœurs des vortex Josephson représentent des zones de forte variation de la phase supraconductrice, où la JPR ne peut avoir lieu.

Les limites de ce nouveau liquide sont déterminées, à haute température, par la chute de l'interaction galette-vortex Josephson, plus rapide que l'interaction entre galettes. A haut champ, la disparition du liquide corrélé est très brusque, comme en témoigne la coïncidence des champ de JPR mesurés pour différentes fréquences. A basses températures et forts champs, correspondant au régime (IV), la raie d'absorption en champ oblique retrouve l'ampleur qu'elle avait en $H^{\parallel} = 0$, ce qui indique que tout le cristal participe à la résonance. On en déduit qu'à ces champs-là, il n'y a plus de vortex Josephson : les fluctuations thermiques et l'ancrage de galettes réduisent la cohérence de phase (exprimé par le facteur \mathcal{C}) à une valeur trop petite pour que des fluxons soient établis, même pour des temps brefs. La lente diminution du champ de JPR (et donc de f_{pl}) en fonction de H^{\parallel} dans ce régime rappelle les résultats initiaux de Matsuda *et coll.* [191] : la différence de phase interplan est donc bien rendue aléatoire, et la description appropriée est celle de l'expansion haute température [188, 261, 272].

On note que la formation de segments de vortex Josephson dans le liquide corrélé à haute température (régimes II et III) exige une cohérence de phase suffisante, et donc que le liquide de vortex pour $H^{\parallel} = 0$ soit un *liquide de lignes*. Ceci est en plein accord avec les résultats présentés plus haut : en effet, le vecteur d'onde Q_z principal, gouvernant le comportement de r_w décrit par l'Eq. (4.16) est de $Q_z \sim 2/\varepsilon a_0$. On peut donc s'attendre à ce que des corrélations locales persistent dans le liquide de vortex, sous forme d'empilements courtes d'une dizaine de galettes. Ceci est confirmé par les mesures d'aimantation à l'équilibre présenté dans la section 5.3.3, et par le saut d'entropie à la transition de fusion. En outre, on note que le régime de H^{\parallel} où l'on observe l'augmentation de f_{pl} dans le liquide correspond à la fonte des réseaux combinés. Ainsi, dans la fonte des réseaux combinés, une structure combinée de galettes et de vortex Josephson persiste. Cette structure ne disparaît que lorsque la densité de galettes devient trop importante et rend l'existence de vortex Josephson impossible, ou lorsque le champ parallèle devient trop fort : le solide transite alors vers un réseau oblique, et le liquide de vortex vers un liquide homogène.

En tout et pour tout, on a obtenu de fortes indications que, sous champ magnétique oblique, il existe bien deux phases liquides distinctes de vortex [271], de même qu'il existe deux structures solides différentes. Il reste le pic d'absorption mesuré à basse température et fort H^{\parallel} , inexpliqué. On émet ici l'hypothèse que ce pic, faiblement dépendant de H^{\parallel} , observé dans le liquide de vortex comme dans le solide de vortex, et accompagné d'un hystérésis important de l'absorption hyperfréquence lors de balayages du champ, est lié à la transition entre ces deux structures. En tout cas, la faible dépendance en H^{\parallel} comme le fait que ce pic est obtenu par des mesures en cavité résonnante (qui permettent la seule observation du mode de plasma *longitudinal*) contredisent la dispersion indépendante en H^{\perp} , et $\propto H^{\parallel}$ attendue pour le mode antiphase de la Réf. [264], tout comme l'interprétation en termes de l'observation du mode transverse [263].

4.7 Conclusion

Dans ce chapitre, on a présenté des résultats de la Résonance de Plasma Josephson dans des cristaux fortement sous-dopés du supraconducteur lamellaire $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, à proximité de la transition

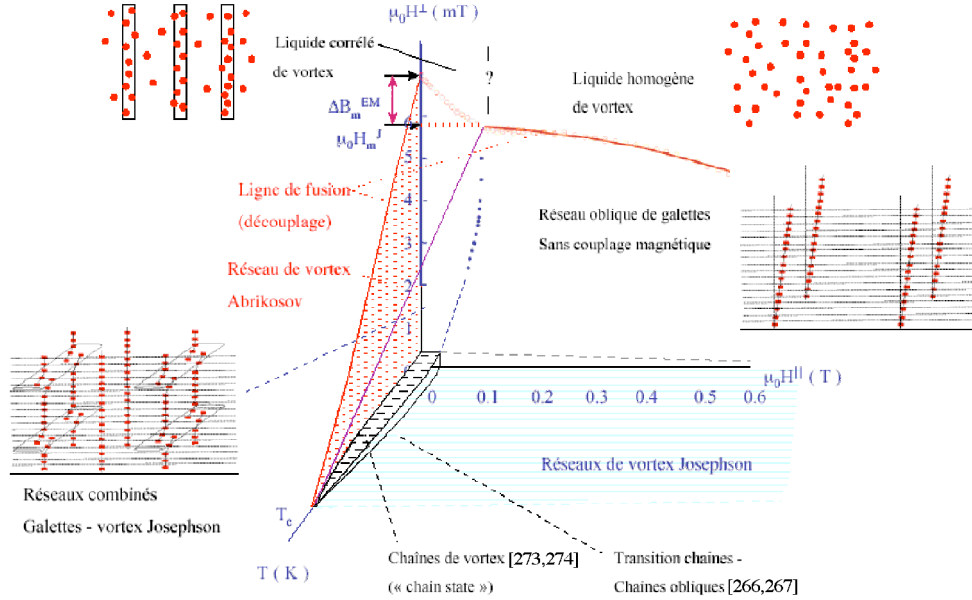


FIG. 4.12 – Rendu schématique du diagramme de phases champ-température dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (hautes températures). Nous avons traité dans ce chapitre le mécanisme de fusion du réseau d'Abrikosov (réseau d'empilements de galettes) vers la phase liquide corrélé; on a également apporté des arguments en faveur de l'existence de deux phases liquides distinctes : la phase liquide corrélé, et la phase liquide homogène. La transition réseaux combinés de galettes - vortex Josephson vers une phase d'enchaînements obliques de galettes est traitée dans la Ref. [256]. A fin de rendre le diagramme complet, on ajoute la phase de chaînes de vortex découvert par Bolle *et coll.*[273], et confirmée par Grigorieva *et coll.* [274], Grigorenko *et coll.* [267] et Matsuda *et coll.* [268]. Pour champ parfaitement aligné avec les plans, on a les différentes phases (commensurables / incommensurables) de vortex Josephson (voir , par exemple, [275, 276]).

de premier ordre du solide vers le liquide de vortex. Ces expériences sondent directement le cosinus de la différence de phase indépendant de jauge entre plans voisins, et permettent d'extraire le défaut d'alignement des galettes constituant les lignes de flux. La dépendance en température et en densité de vortex de ce défaut d'alignement indique que ce sont les fluctuations de vortex individuels qui sont en jeu à la transition. La transition solide-liquide n'est pas une transition quasi-bidimensionnelle, ni une transition de type topologique. Par contre, un modèle prévoyant l'annulation du couplage Josephson sur des distance correspondant à l'espacement entre lignes de flux, et médié par les fluctuations thermiques des galettes, décrit bien la position de la ligne de transition. Le liquide de vortex se distingue de la phase solide par la possibilité des galettes d'effectuer un mouvement diffusif de ligne en ligne, interrompant ainsi la cohérence de la phase supraconductrice à longue distance.

Néanmoins, cela n'exclue pas que des corrélations locales, sous forme de segments d'une à quelques dizaines de galettes, persiste à proximité de la ligne de fusion. Un tel scénario explique pourquoi, dans le même régime de température, le couplage interplan est *accru* lorsqu'une composante du champ magnétique est appliquée parallèle aux plans. Les principaux points saillants du comportement de la JPR sous champ magnétique oblique peuvent être expliqués en invoquant une corrélation avec le diagramme de phase sous-jacent des vortex, et avec l'ancrage, plutôt qu'en supposant l'observation du mode JPR transverse.

Chapitre 5

Thermodynamique des Supraconducteurs Désordonnés

5.1 Transition supraconductrice en absence de champ magnétique

Bien que les données expérimentales à ce sujet soient toujours éparses, il est généralement admis que la transition de l'état normal vers l'état supraconducteur se trouve dans la classe d'universalité du modèle XY en dimension 3 (3D-XY). La difficulté d'établir la véracité de cette description réside dans l'étroitesse du régime critique. Même dans les SHTc, caractérisés par un grand paramètre de Ginzburg $Gi \lesssim 0,001 - 0,1$, le régime critique, défini comme $\tau \equiv |T - T_c|/T_c < Gi$, ne couvre qu'une plage de 1 - 2 K autour de la température critique T_c . A l'intérieur de cette plage, on s'attend à ce que les grandeurs thermodynamiques comme la chaleur spécifique C_p ou l'aimantation, ainsi que les propriétés mesurées hors équilibre, telles que la conductivité électrique, varient selon des lois de puissance en τ , ou les puissances sont "universelles" et déterminées par la classe d'universalité.

Un problème supplémentaire dans l'établissement de la classe d'universalité est l'effet de désordre cristallin. Souvent suspect "d'arrondir la transition" ou "d'affaiblir la supraconductivité", il existe peu d'études quantitatives qui établissent son rôle précis. On a effectué, en collaboration avec l'Institut Néel, L'Université de Rochester, et l'Université de Luleå, des mesures précises de la chaleur spécifique de monocristaux du supraconducteur $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, avant et après irradiation avec des ions Pb^{56+} de 6 GeV [280]. Avant la transition, la chaleur spécifique présente un pic aigu à la température critique [277]. Après irradiation, le maximum de chaleur spécifique est arrondi et ne coïncide plus avec la température critique.

Cet effacement du maximum de C_p , loin d'être aléatoire, est le résultat de l'effet précis du type de désordre introduit sur les fluctuations. Dans le cas de l'irradiation avec des ions lourds, on introduit des défauts colonnaires amorphes (section 2.6). On peut supposer que ce désordre anisotrope réduit la longueur de corrélation des fluctuations dans deux des trois dimensions spatiales seulement [152] : on a alors, même en champ magnétique nul, $\xi_{\parallel} = \xi_{\perp}^{\zeta}$ (voir Section 1.7). La partie singulière de l'énergie libre suit

$$f(T) = (\xi_{\parallel}\xi_{\perp}^2)^{-1} \sim \xi_{\perp}^{-2-\zeta} \sim |\tau|^{\nu(2+\zeta)}, \quad (5.1)$$

et la chaleur spécifique

$$c \sim \frac{\partial^2 f}{\partial \tau^2} \sim |\tau|^{\nu(2-\zeta)-2} \equiv |\tau|^{-\alpha}. \quad (5.2)$$

L'exposant de la chaleur spécifique $\alpha = 2 - \nu(2 + \zeta)$, ce qui veut dire, pour un système propre ($\zeta = 1$) dans la classe d'universalité du modèle XY en dimension 3 ($\nu \gtrsim \frac{2}{3}$), que α est petit devant 1 et négatif (des simulations numériques donnent $\alpha \approx -0.015$ [278]). Par conséquent, la dérivée en température $\partial c / \partial \tau \sim \tau^{-1-\alpha}$ *diverge* à T_c , ce qui donne lieu aux courbes très aigues de la chaleur spécifique mesurées

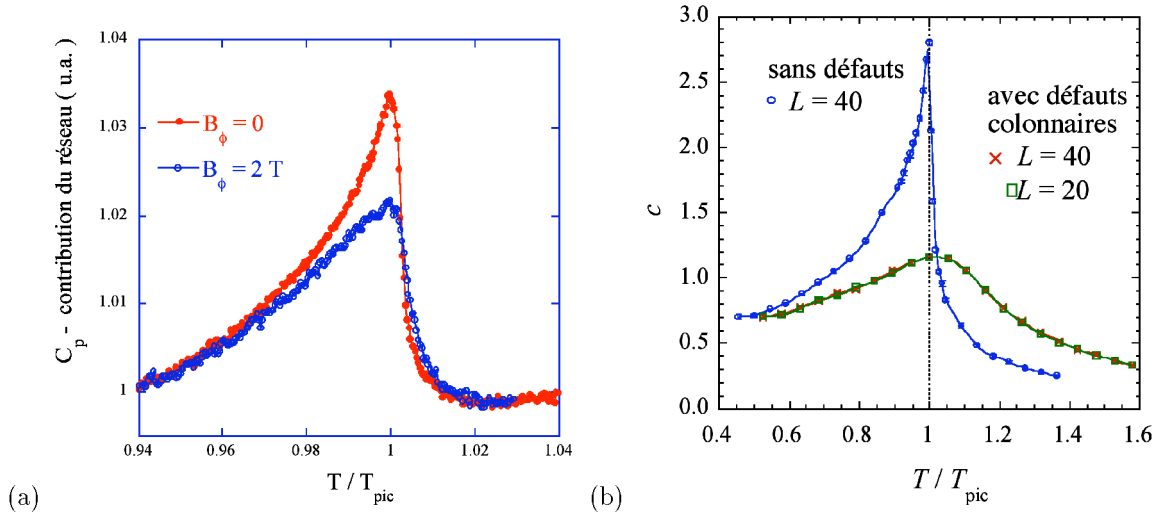


FIG. 5.1 – (a) chaleur spécifique C_p d'un monocristal de $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, à pression constante et en champ magnétique nul, avant (courbe rouge) et après irradiation avec 1×10^{11} ions Pb^{56+} de 6 GeV (courbe bleue). (b) Calcul numérique de la chaleur spécifique dans le cadre du modèle XY pour la phase supraconductrice; Le calcul a été effectué par S. Teitel (Université de Rochester) sur un réseau de 40^3 points; le supraconducteur irradié a été modélisé par un réseau de L^2 (perpendiculaire aux défauts) $\times L/2$ points ($\parallel z$). Les défauts sont modélisés en supprimant des liens entre points autour de plaquettes disposées aléatoirement dans un plan, mais alignées selon l'axe z . Le changement de comportement est expliqué par le changement de classe d'universalité induit par les défauts : en absence de défauts, on a le modèle XY classique, avec $C_p \sim |\tau|^{-0.015}$ et $dC_p/d\tau \sim |\tau|^{-0.985}$ dans le régime critique. Cela donne lieu au pic prononcé de la chaleur spécifique à T_c . En présence de défauts, on a $C_p \sim |\tau|^{-2}$ et $dC_p/d\tau \sim |\tau|$, d'où la disparition de la divergence. On note également que dans le dernier cas, le maximum de C_p ne correspond plus à la température critique T_c . [280]

dans le $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [277]. La forme particulière du pic de chaleur spécifique est donc due à la présence de fortes fluctuations thermiques du paramètre d'ordre supraconducteur ; elle est cohérente avec les prévisions du modèle 3D-XY [279].

En revanche, pour les supraconducteurs irradiés, on a $\zeta \sim 1,3$ et $\nu \sim 1,2$ [152]. Ainsi, $c \sim |\tau|^{2,0}$ et $\partial c/\partial |\tau| \sim |\tau|^{1,0}$: il n'y a pas de divergence ni de la chaleur spécifique, ni de sa première ou deuxième dérivée, en accord avec les résultats expérimentaux. Le supraconducteur irradié suit ainsi le comportement d'une nouvelle classe d'universalité anisotrope, avec un nouvel $\alpha \approx -2,0$, qui décrit parfaitement l'arrondissement de la chaleur spécifique mesurée. Les résultats sont bien reproduits par des simulations Monte-Carlo sur un système XY anisotrope désordonné, où l'on retrouve les mêmes points saillants que dans l'expérience physique (voir Fig. 5.1).

5.2 Comportement sous champ magnétique

On peut alors se demander ce qu'il en est lorsque le supraconducteur est soumis à un champ magnétique. Le paradigme courant veut que la transition vers l'état supraconducteur a lieu, dans un matériau propre, à la transition de fusion du réseau de lignes de flux. À très faible champ, la position de la ligne de fusion se laisse, de manière phénoménologique, décrire dans le cadre du modèle 3D-XY [89], ou encore par une simple approche de Lindemann dans le cadre de la limite de London (voir également le chapitre 4). Or, lorsque le champ magnétique croît, on sort rapidement du régime critique et une approche de type Ginzburg-Landau (champ moyen) est le plus convenable. L'introduction de défauts amorphes linéaires, piègeurs des lignes de flux, devrait dans ce cas également changer la classe d'universalité de la transition. De nombreux travaux suggèrent qu'on a maintenant une transition anisotrope vers un nouvel état supraconducteur, le "verre de Bose" (section 1.7). Le mécanisme physique de la transition est, supposément,

le dépiégeage des lignes de flux des traces amorphes, moyenné par des fluctuations thermiques. Si c'est le cas, cela devrait se refléter non seulement sur les propriétés dynamiques du supraconducteur, mais aussi sur les propriétés *thermodynamiques*.

L'effet du désordre cristallin menant à l'ancrage des lignes de flux peut être incorporé dans l'énergie libre 1.2 par la modification appropriée des paramètres $\alpha(\mathbf{r})$ et $\beta(\mathbf{r})$. La solution donne alors la nouvelle énergie libre du système, et les fonctions thermodynamiques modifiées. Cette approche est quelque peu problématique, car elle ne permet pas de décrire convenablement la présence de défauts cristallins de dimensions inférieures à la longueur de cohérence ξ ; elle est également problématique lorsqu'il s'agit de décrire l'effet de fluctuations thermiques menant au dépiégeage des lignes de flux.

On peut alors se réfugier dans les deux approches couramment exploitées. Proche de $B_{c2}(T)$, le développement de l'énergie libre en termes de niveaux de Landau est valable. L'approximation courante, d'utiliser seulement le premier niveau de Landau, a ceci d'inconvénient qu'elle ne permet pas la description de fluctuations de lignes (excitations de boucles de vortex) car ceci implique la dégénérescence de niveaux de Landau plus élevées [281]. Néanmoins, cette approche s'avère satisfaisante pour la description des effets de désordre proche du deuxième champ critique dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (section 5.3) et le $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (section 5.4).

A l'inverse, on peut se limiter aux densités des flux $B < 0.2B_{c2}$ où le modèle de London est valable. Comme ce modèle ignore la structure des cœurs des vortex, l'énergie libre (1.5) qui en est déduit n'incorpore pas, *a priori*, l'effet d'un désordre cristallin existant à une échelle spatiale de l'ordre de, ou inférieur à ξ . L'effet d'un tel désordre est pris en compte par ses répercussions sur les valeurs des paramètres λ et ξ caractérisant la supraconductivité, et la modifications des champs critiques qui en suit. L'utilisation courante de l'Eq. (1.5) pour la déduction des propriétés thermodynamiques des supraconducteurs, comme l'aimantation et le couple réversible, ou encore la chaleur spécifique, même en poussant les limites de validité, ignore ainsi l'effet le plus important du désordre cristallin, l'ancrage des lignes de flux. Dans la suite, je montre que l'ancrage est convenablement pris en compte par l'ajout d'un terme U_p , correspondant à l'énergie libre par unité de volume gagnée par le système grâce au fait que les lignes de flux soient piégés. Ce terme U_p n'est autre que l'énergie d'ancrage [125, 126, 127], qui devient ainsi une quantité mesurable. La confrontation des données pour $U_p(B, T)$ obtenues à partir de mesures de l'aimantation réversible, du couple réversible, ou encore la chaleur spécifique, avec les théories décrivant la localisation des lignes de flux dans le potentiel du désordre permettent alors une validation (ou infirmation) des dernières. Il faut cependant noter qu'une telle mesure est sous-jacente à la condition que

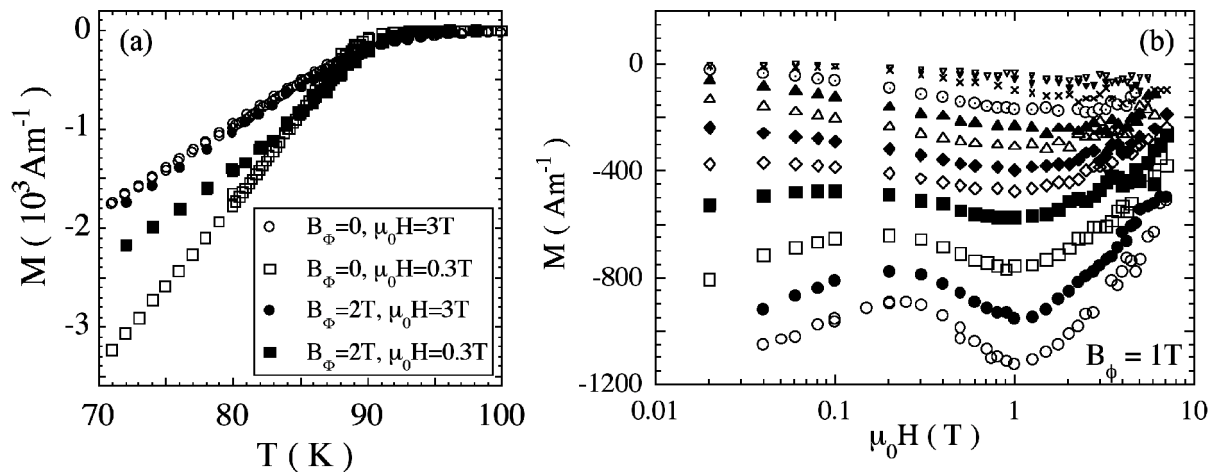


FIG. 5.2 – (a) Aimantation réversible d'un monocristal optimalement dopé de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, avant (symboles ouverts) et après (symboles pleins) irradiation avec $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ions Pb^{56+} de 6 GeV. (b) Aimantation d'un cristal irradié avec $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ions Pb^{56+} de 6 GeV, en fonction du champ magnétique.

l'équilibre thermodynamique puisse être atteint. Le plus souvent cela implique une mesure de l'ancrage des vortex uniquement dans la phase liquide. On donne ainsi un sens au concept du "liquide piégé" en tant que phase thermodynamique dont la densité de vortex est accrue (et donc l'aimantation diminuée) par rapport au liquide de vortex dans le même supraconducteur en absence de désordre.

Dans la suite, on considérera l'exemple des pièges les plus forts, les défauts colonnaires introduits par irradiation avec des ions lourds de haute énergie (section 2.6). Dans ce cas, la modification de l'énergie libre (1.5) est grande et les effets sur les propriétés thermodynamiques importants. On peut alors déduire sans ambages des quantités comme l'énergie de piégeage, le taux de remplissage des défauts, et l'entropie configurationnelle des lignes de flux.

5.3 Supraconducteurs lamellaires

On prendra, sans surprise, le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ comme prototype du supraconducteur lamellaire, quasi-bidimensionnel. Le grand nombre de Ginzburg de ce composé implique que la transition de fusion de l'ensemble des vortex a lieu à de très faibles densités de flux, $B \ll B_{c2}$, et que l'approche de London est donc valable en ce qui concerne une grande partie de ce qui suit. On s'aperçoit, lors d'une comparaison d'un cristal vierge et irradié avec $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ions Pb^{56+} ($B_\phi = 2 \text{ T}$, Fig. 5.2a), qu'à des inductions magnétiques inférieures à B_ϕ l'aimantation à l'équilibre du cristal irradié est nettement inférieure à celui du cristal vierge. Pour $B > B_\phi$, les deux courbes se rejoignent et le comportement est le même. La transition d'un régime à l'autre se traduit par la non-monotonie de l'aimantation en fonction du champ magnétique (Fig. 5.2b).

Ce comportement a son origine dans le fait que la densité d'énergie libre (1.5) doit être corrigée pour l'interaction des lignes de flux avec les défauts colonnaires. Si on désigne n_p la densité de vortex piégés par unité d'aire, et $U_0(T, B)$ l'énergie par unité de longueur gagnée par ligne de flux piégée, on a [283]

$$G_s - G_n \approx F_s(0) - F_n + \frac{B^2}{2\mu_0} - BH + \frac{n_v \tilde{\varepsilon}_0}{2} \ln \left(\frac{\eta B_{c2}}{B} + 0.5 \right) - n_p U_0(T, B). \quad (5.3)$$

Dans cette expression, $\tilde{\varepsilon}_0 = \Phi_0^2(1 - 2\pi c_0 n_d)/4\pi\mu_0\lambda^2$ est l'énergie caractéristique [introduite après l'Eq. (1.4)] corrigée pour la réduction de la densité superfluide occasionnée par le fait que la fraction du matériau correspondant aux cœurs des traces a été rendu isolante [284]. L'aimantation,

$$M_{rev} \approx -\frac{\partial G}{\partial B} = -\frac{1}{\Phi_0} \frac{\partial G}{\partial n_v} = -\frac{\mu_v}{\Phi_0}, \quad (5.4)$$

que l'on peut interpréter comme représentant le potentiel chimique μ_v des lignes de flux, est

$$M_{rev} \approx -\frac{\tilde{\varepsilon}_0}{2\Phi_0} \ln \left(\frac{\eta}{eb} + 0.5 \right) - \frac{\partial n_t U_0(T, B)}{\partial B}. \quad (5.5)$$

Dans la limite $B \rightarrow 0$, la densité de vortex $n_v \ll n_d$, toutes les lignes de flux sont piégées de manière à ce que $n_p = n_v$, et la valeur absolue de l'aimantation est réduite d'un facteur U_p/Φ_0 . Dans la limite inverse où $n_v \gg n_d$, tous les défauts sont occupés par une ligne de flux, de manière à ce que $n_p = n_d$, et donc, $\partial n_p U/\partial B = 0$. L'aimantation revient alors à la valeur qu'elle aurait eue dans le matériau non-irradié. La signification de l'aimantation thermodynamique comme potentiel chimique devient claire : la valeur $M_{rev}(B)$ correspond au coût en énergie que représente l'ajout d'un vortex, étant donné la présence préalable de B/Φ_0 autres vortex dans le système. Lorsque $n_v \ll n_d$, ce coût est relativement faible, car le nouveau vortex trouvera un piège ou son énergie sera réduite. Pour $n_v \gg n_d$, le coût est important car les nouveaux vortex seront faiblement ou pas du tout localisés dans le potentiel d'ancrage.

La dépendance en champ de l'aimantation peut être modélisée simplement en considérant la probabilité P qu'une ligne de flux donnée soit piégée par une trace. Celle-ci est donnée par la probabilité de trouver au moins une trace dans une aire u_0^2 autour de la ligne du flux, où $u_0 = U_p/c_{66}a_0^2$ est déterminé par l'égalité de l'énergie d'ancrage gagnée et l'énergie de distortion du réseau de vortex $c_{66}(u_0/a_0^2)a_0^2$,

occasionné par le déplacement de la ligne de flux sur la trace (par unité de longueur $\parallel B$). En supposant que la distribution spatiale des traces est décrite par une loi de Poisson, on a

$$P = 1 - \exp\left(-\frac{4U_p}{\tilde{\varepsilon}_0} \frac{B_\phi}{B}\right) \quad (5.6)$$

et, pour des champs $B \ll B_{c2}$,

$$G_s - G_n \approx F_s(0) - F_n + \frac{B^2}{2\mu_0} - BH + \frac{n_v \tilde{\varepsilon}_0}{2} \ln\left(\frac{\eta B_{c2}}{B} + 0.5\right) - \frac{B}{\Phi_0} P U_0(T). \quad (5.7)$$

L'aimantation réversible

$$M_{rev}^{CD} \approx -\frac{\tilde{\varepsilon}_0}{2\Phi_0} \ln\left(\frac{\eta}{\epsilon b} + 0.5\right) + \frac{U_0(T)}{\Phi_0} \left[1 - \left(1 + \frac{4U_0(T)}{\tilde{\varepsilon}_0} \frac{B_\phi}{B}\right) \exp\left(-\frac{4U_0(T)}{\tilde{\varepsilon}_0} \frac{B_\phi}{B}\right)\right] \quad (5.8)$$

ainsi obtenue décrit très bien les observations expérimentales pour faible B_ϕ (voir Fig. 5.5a).

5.3.1 Origine de l'anisotropie de la dynamique des vortex

Un des premiers problèmes résolus grâce à la mesure de l'aimantation réversible est celui de l'origine de l'anisotropie de la dynamique des lignes de flux introduits par l'irradiation des supraconducteurs lamellaires avec des ions lourds de haute énergie [?, 286, 287, 288] (voir Fig. 6.9 de la section 6.3). L'augmentation du courant d'écrantage lorsque le champ magnétique est aligné avec la direction des traces peut en effet avoir deux origines : soit les "galettes" composant les lignes de flux dans le supraconducteur lamellaire sont optimalement piégés (toutes les galettes occupent une trace) seulement pour un alignement parfait du champ magnétique appliqué avec la direction des défauts, toute déviation angulaire entraînant un dépiégeage d'une fraction des galettes [289] ; ou, alternativement, les galettes sont toujours

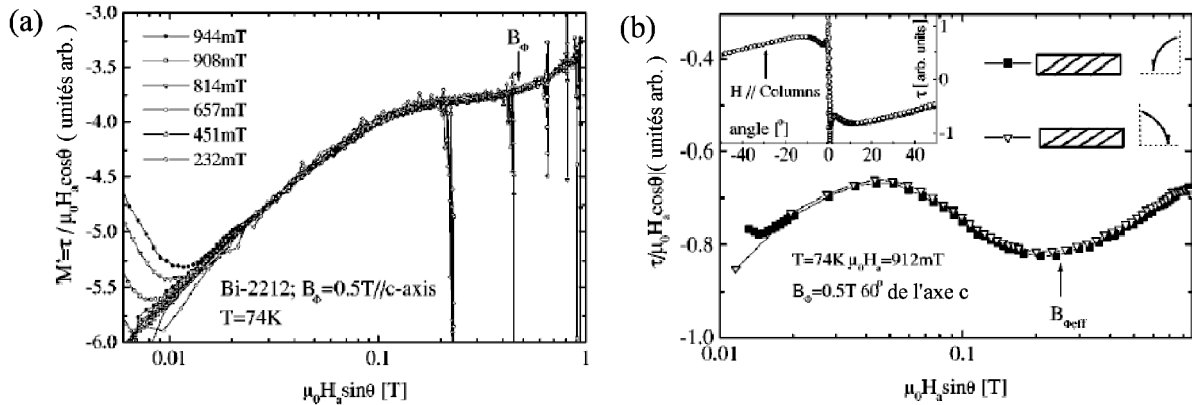


FIG. 5.3 – (a) Aimantation réversible d'un monocristal optimalement dopé de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, ayant subi une irradiation avec $2,5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ions Pb^{56+} de 6 GeV $\parallel c$, déterminée à partir du couple réversible, en fonction de la composante $\parallel c$ du champ magnétique. θ est l'angle entre le champ et le plan ab . Les tracés de points "verticaux" dans la partie droite de la figure proviennent du fait que pour $\mathbf{H}_a \parallel c$, le couple devient nul, et l'erreur de mesure importante. On voit clairement que M ne dépend que de la composante du champ perpendiculaire aux plans CuO_2 du composé. (b) Aimantation d'un cristal irradié avec $2,5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ions Pb^{56+} de 6 GeV, à un angle de 60° par rapport à l'axe c , déterminée à partir du couple réversible, en fonction de la composante $\parallel c$ du champ magnétique. Les deux courbes correspondent au couple mesuré dans le premier quadrant (où le champ magnétique est aligné avec les traces pour $\theta = 30^\circ$, et dans le deuxième quadrant (ou H_a est perpendiculaire aux traces pour $\theta = 60^\circ$). On voit que l'aimantation réversible ne dépend strictement que de la composante du champ perpendiculaire au plan ab .

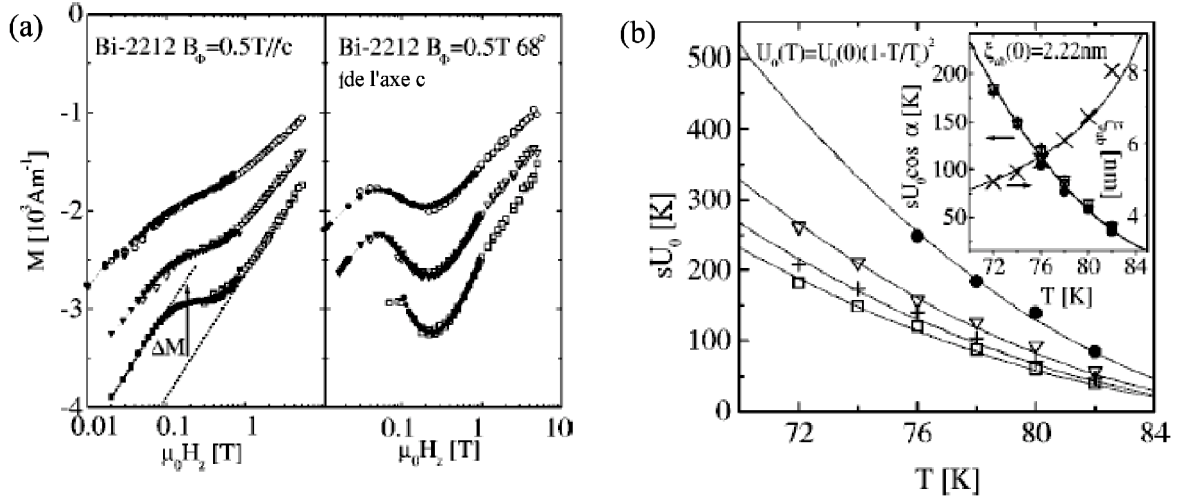


FIG. 5.4 – (a) Aimantation réversible de deux monocristaux optimalement dopés de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, ayant subi une irradiation avec $2,5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ ions Pb^{56+} de 6 GeV. Pour les deux cristaux, le faisceau était orienté, respectivement, $\parallel c$, et à un angle de 68° par rapport à l'axe c . L'aimantation réversible est déterminée à partir du couple réversible (symboles remplis) et de la magnétométrie SQUID (symboles ouverts). (b) Energies d'ancrages extraites par la construction du panneau de gauche de la Fig. (a), en fonction de la température, et pour différentes orientations θ_p des traces amorphes par rapport à l'axe c (\square : 0° ; $+$: 30° ; ∇ : 45° ; \bullet : 68°). La ligne continue est un ajustement à l'Eq. (5.10) avec la substitution $c_0 \rightarrow c_0 / \cos \theta_p$. Le cadre inséré montre la constante de proportionnalité en fonction de la température. L'ajustement montre que la dépendance en T est bien décrite par $\varepsilon_0(c_0/\xi)^2$; la valeur numérique obtenue permet par ailleurs d'extraire $\xi(T)$.

optimalement piégés par les traces, mais c'est la dynamique des vortex qui est anisotrope. Dans ce cas, on aurait nécessairement une dynamique anisotrope à haute température ($\gtrsim 45 \text{ K}$) seulement, l'aimantation irréversible à basse température ne montrant pas de dépendance angulaire liée à la présence des traces amorphes [290, 291, 292].

La Fig. 5.3 montre les résultats du couple magnétique mesuré sur différents cristaux de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ ($p \sim 0.16$, $T_c = 88 \text{ K}$), irradiés avec des ions Pb^{56+} de 6 GeV [285]. Pour une rotation du champ dans le plan (x, z) (ou $z \parallel$ axe c), le couple $\Gamma = \mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}_a = \mu_0 (M^x H_a^z - M^z H_a^x)$ d'un supraconducteur lamellaire est en très bonne approximation égal à $\mu_0 M^z H_a^x$, ce qui permet d'extraire la partie réversible M_{rev}^z en fonction de la composante de champ $\mathbf{H}_a \parallel c$ (Fig. 5.3a). On observe une parfaite superposition pour différentes mesures effectuées avec des champs magnétiques appliqués de norme différentes, ce qui témoigne non seulement du comportement quasi-bidimensionnel des lignes de flux dans ce composé, même après irradiation, mais aussi du fait que la fraction de galettes piégées *ne dépend que de la densité des galettes*. Autrement dit, le nombre de galettes piégées sur une trace amorphe ne dépend que de la densité de galettes et ne connaît pas d'anisotropie supplémentaire liée à la direction dans lesquels sont orientés les défauts colonnaires.

Une illustration encore plus claire est fournie par les résultats sur un cristal irradié à $\theta = 30^\circ$ (60° par rapport à l'axe c - Fig. 5.3b). Dans ce cas, si la mesure du couple est faite en effectuant une rotation du champ sur 180° ou plus, on peut opposer le comportement dans le premier quadrant, où $\mathbf{H}_a \parallel$ traces pour $\theta = -30^\circ$, au comportement dans le deuxième quadrant, où $\mathbf{H}_a \perp$ traces pour $\theta = 60^\circ$. Aucune dépendance de l'aimantation réversible sur l'orientation par rapport au traces est observable. On conclut que la densité de galettes piégées par les défauts colonnaires est déterminée uniquement par la densité du flux magnétique perpendiculaire aux plans CuO_2 , et qu'un défaut d'alignement du champ magnétique avec les défauts n'introduit pas de dépiégeage spécifique des vortex.

5.3.2 Energies d'ancrage

L'Eq. 5.8 montre que dans la limite $B \ll B_\phi$, la différence entre l'aimantation réversible d'un cristal irradié et non-irradié est une mesure *directe* de l'interaction U_0 entre un vortex et une trace. Grâce au caractère bidimensionnel de l'ancrage (section 5.3.1), une mesure du couple réversible permet d'obtenir cette donnée même à des champs auxquels, pour un cristal irradié avec le faisceau parallèle à l'axe c , le comportement pour $\mathbf{H}_a \parallel c$ est encore irréversible. On peut ainsi superposer les mesures de couple effectués dans le régime de faible champ $B \lesssim B_\phi$ avec les résultats du magnétomètre SQUID à des champs plus élevées (Fig. 5.4a).

Plusieurs mécanismes jouent un rôle dans l'interaction entre les lignes de flux et les défauts. Pour des traces de rayon $c_0 \gg \xi$, la contribution due à la suppression de l'énergie cinétique du supercourant proche du cœur de vortex est de [293]

$$U_0^{em} \sim \varepsilon_0 \ln \left(\frac{c_0}{\sqrt{2}\xi} \right) \propto (1-t). \quad (5.9)$$

Si, par contre, on a affaire à une trace de faible rayon $c_0 \ll \xi$, c'est le gain d'énergie de condensation au sein du cœur de vortex qui prédomine. On a alors

$$U_0^c \sim \varepsilon_0 \left(\frac{c_0}{2\xi} \right)^2 \propto (1-t)^2 \quad (5.10)$$

Une formule d'interpolation utile entre ces deux limites est [5]

$$U_0 \sim \frac{1}{2} \varepsilon_0 \ln \left[1 + \left(\frac{c_0}{\sqrt{2}\xi} \right)^2 \right]. \quad (5.11)$$

A fin de déterminer le mécanisme dominant dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, on a mesuré M_{rev} d'un lot de cristaux avec des traces amorphes avec des orientations différentes (Fig. 5.4 et Fig. 2.12b). Le caractère bidimensionnel de l'ancrage implique que le paramètre important est la section de la trace avec les plans CuO_2 du $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$; le rayon effectif de la trace est alors non plus c_0 mais $\tilde{c}_0 = c_0 / \cos \theta_p$, où l'angle entre l'orientation de la trace et l'axe c . La dépendance de l'énergie d'ancrage sur θ_p est trop forte pour être expliqué par le mécanisme (5.9). Par contre, la formule (5.10) pour l'interaction de cœur décrit bien à la fois la dépendance en angle *et* en température de l'énergie d'ancrage expérimentale.

5.3.3 Entropie des vortex bi-dimensionnels

L'Eq. (5.8) prévoit que, pour un nombre de lignes de flux très inférieur aux nombre de pièges, la réduction de l'aimantation est proportionnelle à l'énergie d'ancrage, mais indépendant de la densité des traces. Or, lorsque l'on compare M_{rev} mesuré pour des cristaux de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ ayant subi des fluences différentes d'ions lourds, on constate une dépendance importante de M_{rev} sur B_ϕ . Ce résultat ne saurait s'expliquer qu'en évoquant une contribution entropique à l'énergie libre (5.7), laquelle reflète la possibilité, lorsque $n_v \ll n_d$, des galettes appartenant à la même ligne de flux de se répartir sur plusieurs traces. L'entropie peut être estimée comme $TS = k_B T \ln W$, où $W = N_c^{L_e/L_a}$ est le nombre de possibilités de répartir des piles de L_a/s galettes alignées sur les $N_c = \beta B_\phi / B$ traces disponibles pour chaque vortex. L_e est la longueur du supraconducteur dans la direction du champ et $\beta \sim U_0 / \tilde{\varepsilon}_0$ prend en compte l'interaction répulsive entre lignes de flux voisins [294]. Dans la limite purement bidimensionnelle [296], $L_a = s$ et chaque galette se situe sur une trace donnée, indépendamment des galettes appartenant à la même ligne, mais situés dans les plans CuO_2 voisins. La longueur $L_a \sim (\varepsilon^2 \tilde{\varepsilon}_0 / k_B T) (\Phi_0 / B_\phi)$ peut être estimée à partir de l'égalité de l'entropie gagnée et l'énergie de déformation de ligne perdue lors de l'excursion d'une pile de galettes :

$$k_B T \sim \tilde{\varepsilon}_l \frac{1}{n_d L_a} = \varepsilon^2 \tilde{\varepsilon}_0 \frac{\Phi_0}{B_\phi L_a}. \quad (5.12)$$

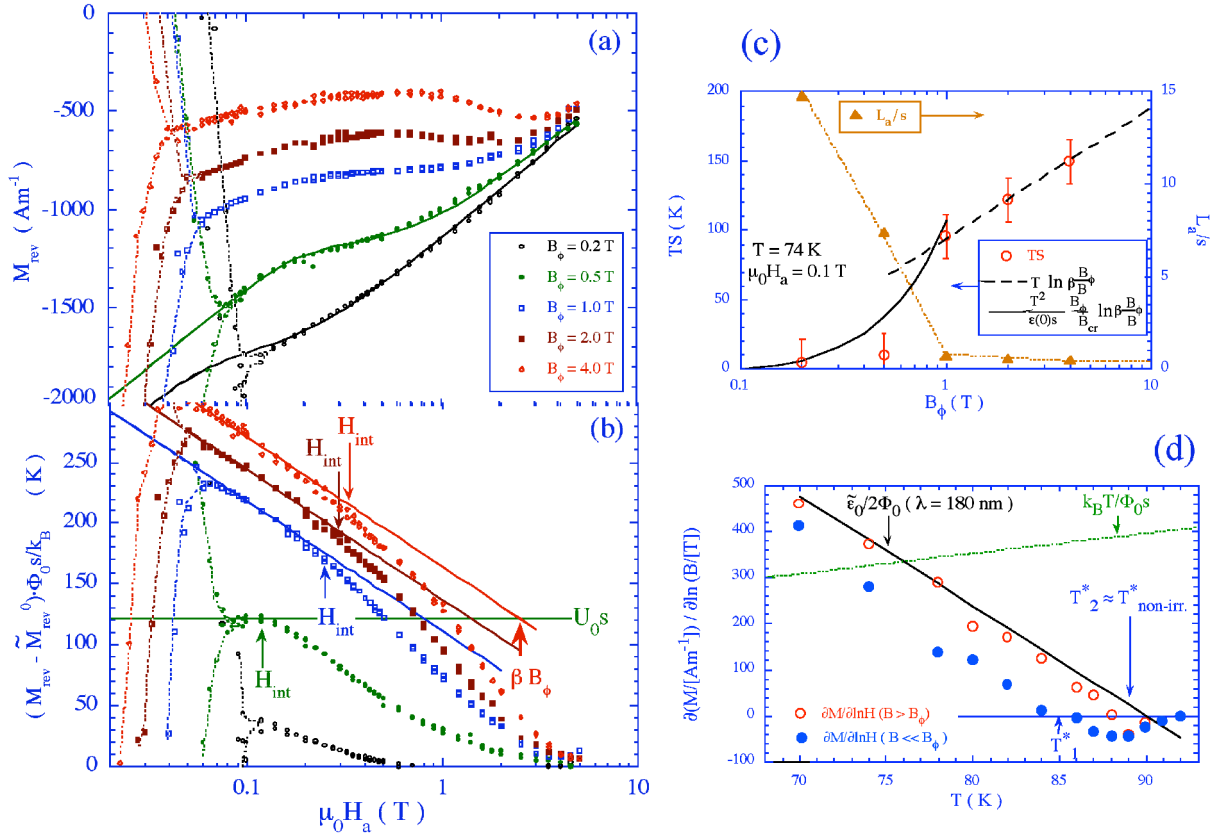


FIG. 5.5 – (a) Aimantation à l'équilibre de 5 cristaux de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ surdopés, irradiés à 5 fluences différentes d'ions Pb^{56+} de 6 GeV : $1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ (\square), $2,5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ (\circ), $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ (\triangle), $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ (\diamond), et $2,5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ($+$), en fonction du champ magnétique appliqué ($t = 0,89$). Mis à part les deux derniers échantillons, où T_c a été réduit par l'irradiation aux valeurs respectives de 81,0 et 78,7 K, la température critique est de 83,1 K. Les lignes en pointillés représentent le comportement du moment magnétique des cristaux dans le régime irréversible, et les lignes continues sont des ajustements à l'Eq. (5.8). (b) gain d'énergie libre (par galette) imputable au piégeage par les défauts colonnaires, en fonction du champ magnétique appliqué, pour les mêmes fluences. La ligne horizontale représente l'énergie d'ancrage extraite des ajustements dans (a); les droites inclinées pour les trois fluences les plus importantes représentent la somme de l'énergie d'ancrage et de l'entropie configurationnelle. A partir du champ d'interaction H_{int} , celle-ci commence à diminuer par rapport à sa valeur maximale permise, au delà de $\mu_0 H_a = \beta B_\phi$ elle devient négligeable. (c) Entropie des segments bi-dimensionnels des lignes de flux (galettes) dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ irradié avec des ions lourds, à un champ $\mu_0 H_a = 1 \text{ T}$. Pour des densités de défauts $n_d \lesssim 5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$, correspondant à $B_\phi \lesssim 1 \text{ T}$, des segments (d) Dépendance en température de la dérivée logarithmique de l'aimantation réversible dans les limites $B \gg B_\phi$ (\circ) et $B \ll B_\phi$ (\bullet). Les prévisions pour le modèle de fluctuations bi-dimensionnelles [295]. (d) Estimation de la contribution entropique en fonction de la température, pour $B \gtrless B_\phi$, dans un cristal de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ optimalement dopé irradié à une fluence correspondant à $B_\phi = 2 \text{ T}$. La contribution entropique peut être estimée en comparant la dérivée logarithmique (5.15) à la valeur attendue de $\epsilon_0/\Phi_0 s$: on voit que pour $B > B_\phi$, $k_B TS/\Phi_0 s$ ne saurait dépasser la barre d'erreur expérimentale, soit $\sim \frac{1}{10} (k_B T/\Phi_0 s)$, ce qui correspond à $L_a \sim 10s$. A l'opposé, pour $B \ll B_\phi$, $L_a \sim 3s$.

Dans cette expression, $\tilde{\epsilon}_l = \epsilon^2 \tilde{\epsilon}_0$ est la tension linéaire d'une pile de galettes lorsque la densité superfluide est réduite dû à la présence des défauts colonnaires. On obtient la contribution entropique par unité de

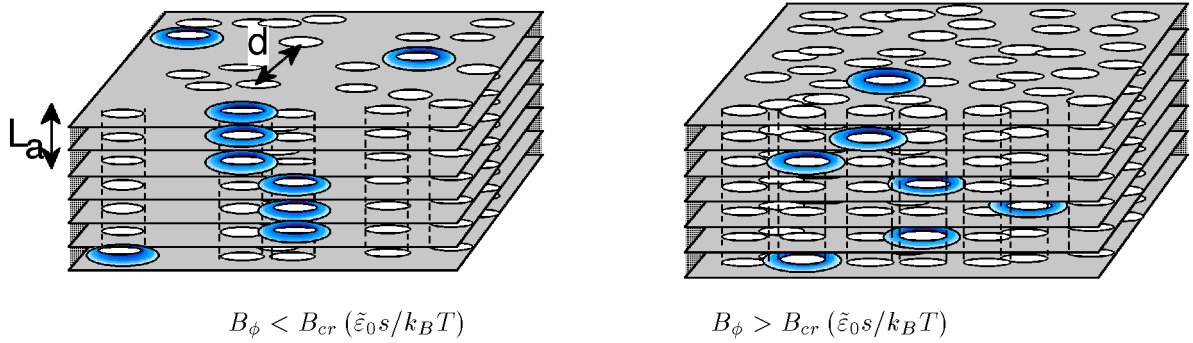


FIG. 5.6 – Disposition des galettes (disques bleus) sur les traces amorphes (disques blancs reliés par lignes pointillées) dans les deux limites (5.13) et (5.14).

longueur, $TS/L_e = k_B T \ln N_c^{k_B T B_\phi / \varepsilon^2 \tilde{\varepsilon}_0 \Phi_0}$, et l'aimantation à l'équilibre

$$\begin{aligned} M_{rev} &= M_{rev}^{CD} + \frac{k_B T}{\Phi_0 s} \frac{s}{L_a} \ln \left(\frac{\beta B_\phi}{B} \right) \\ &= M_{rev}^{CD} + \frac{k_B T}{\Phi_0 s} \left(\frac{k_B T}{\varepsilon^2 \tilde{\varepsilon}_0 s} \right) \frac{B_\phi}{B_{cr}} \ln \left(\frac{\beta B_\phi}{B} \right) \quad \left[L_a > s, \text{ ou } B_\phi < B_{cr} \left(\frac{\tilde{\varepsilon}_0 s}{k_B T} \right) \right] \quad (5.13) \end{aligned}$$

$$= M_{rev}^{CD} + \frac{k_B T}{\Phi_0 s} \ln \left(\frac{\beta B_\phi}{B} \right). \quad \left[L_a = s, \text{ ou } B_\phi > B_{cr} \left(\frac{\tilde{\varepsilon}_0 s}{k_B T} \right) \right] \quad (5.14)$$

Au delà du champ caractéristique $B_{cr} = \varepsilon^2 \Phi_0 / s^2$, les fluctuations des lignes de flux ont un caractère 2D (voir chapitre 4).

On extrait la contribution entropique due à la présence des traces des mesures de l'aimantation réversible en fonction de la densité de défauts colonnaires (c'est-à-dire, pour différents B_ϕ), à température réduite t constante [Fig. 5.5a]. Pour les densités de défauts les plus faibles, M_{rev} est bien décrit par l'Eq. (5.8), avec une énergie d'ancrage par galette $U_0 s / k_B = 120$ K ; on en déduit que la contribution entropique à l'énergie libre est négligible. L'évolution pour $B_\phi > 0,5$ T est attribuée à l'entropie configurationnelle due à la répartition des galettes appartenant à la même ligne de flux sur différentes traces. L'énergie libre gagnée par la localisation des galettes sur les traces amorphes est obtenue en soustrayant l'aimantation à l'équilibre dans la limite des forts champs, $M_{rev}^{B \gg B_\phi} \approx -(\tilde{\varepsilon}_0 / 2 \Phi_0) \ln(\eta / eb + 0.5)$; lorsque l'on multiplie le résultat par $\Phi_0 s$, on obtient l'énergie gagnée par galette, exprimée en [K] dans la Fig. 5.5b. A faible champ, l'énergie libre n'est que peu affectée par les interactions entre différentes lignes de flux. Alors, on peut extraire l'entropie en soustrayant $U_0 s$. Le résultat, rendu dans la Fig. 5.5c, est en bon accord avec la prévision (5.13,5.14). Pour $B_\phi \lesssim 1$ T, ce sont des segments de lignes de flux comprenant plusieurs galettes corrélées qui méandrent entre les traces, tandis que pour $B_\phi > 1$ T, les galettes individuelles occupent la trace la plus favorable, sans corrélation avec les galettes appartenant à la même ligne situés dans le plan voisin. La même analyse effectuée à des différentes températures aboutit à la même conclusion [294]. On peut également confronter le seuil $B_\phi \sim 0,5 - 1$ T à partir duquel Eq. (5.14) est valable, avec la prévision théorique $B_{cr} (\tilde{\varepsilon}_0 / k_B T)$; la concordance des deux est cohérente avec $\varepsilon \approx 0,006 - 0,008$ ($\varepsilon^{-1} \sim 150$) pour le matériau légèrement sur-dopé en question.

Il est par ailleurs remarquable que l'ajout d'une densité importante de défauts colonnaires *augmente* sensiblement l'entropie de l'ensemble de galettes. L'entropie en absence de défauts colonnaires peut être estimée à partir de la dérivée logarithmique $\partial M_{rev} / \partial \ln B$. Celle-ci prend la valeur

$$\frac{\partial M_{rev}}{\partial \ln B} \approx \frac{\tilde{\varepsilon}_0(T)}{2 \Phi_0} + \frac{k_B T}{\Phi_0 L_a}. \quad (5.15)$$

On a vu que la valeur de $\tilde{\varepsilon}_0$ peut être estimée soit de manière indépendante (section 2.4.2), soit à partir

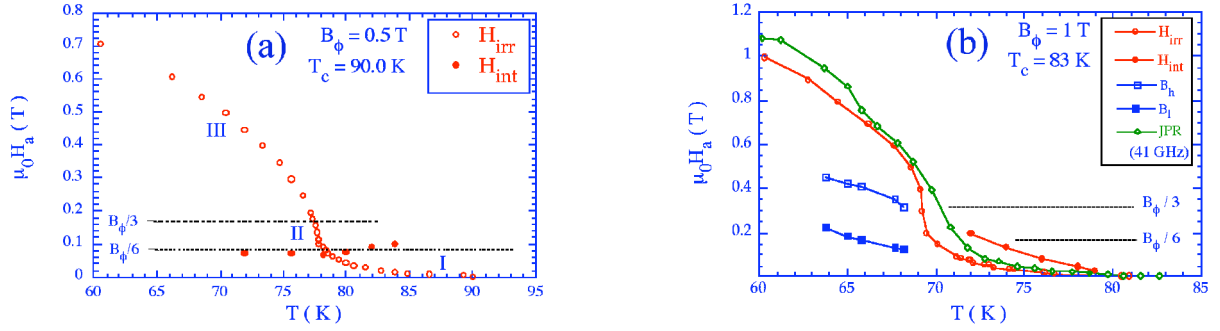


FIG. 5.7 – (a) Superposition de la ligne d'irréversibilité $B_{irr}(T)$ d'un cristal de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ optimalement dopé, irradié avec $2,5 \times 10^{10}$ ions Pb^{56+} de 6 GeV ($B_\phi = 0,5$ T), avec le champ d'interaction H_{int} extrait de mesures de l'aimantation et du couple réversible. On observe clairement la coincidence du changement de comportement de $B_{irr}(T)$ avec H_{irr} . (b) Comparaison avec des résultats de Résonance de Plasma Josephson (champs de résonance à $f = 41$ GHz, d'après [297] et les mesures de la résistivité parallèle à l'axe c [300, 301]. Au lieu d'augmenter de manière monotone, ρ_c dans des cristaux de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ irradiés avec des ions lourds de haute énergie diminue à partir de B_l , avant d'augmenter de nouveau à partir de B_h .

de la dérivée

$$\frac{\partial^2 M_{rev}}{\partial T \partial \ln B} = \frac{\tilde{\varepsilon}_0(0)}{\Phi_0 s} - \frac{k_B}{\Phi_0 L_a} + \frac{k_B T}{\Phi_0 L_a^2} \frac{\partial L_a}{\partial T}. \quad (5.16)$$

On s'aperçoit alors que dans des cristaux de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ non-irradiés, comme dans des cristaux irradiés à des champs approchant ou plus grands que B_ϕ , la contribution entropique à M_{rev} est compatible avec $L_a \sim 10s$; c'est-à-dire, le liquide de vortex dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ connaît un ordre à courte distance où les positions des galettes appartenant à la même ligne de flux sont corrélées sur une distance d'à peu près 10 double plans CuO_2 . A l'opposé, dans des cristaux irradiés et $B \ll B_{cr}(\tilde{\varepsilon}_0 s / k_B T) \ll B_\phi$, les galettes s'étalent autant que possible sur des traces différentes.

On peut donc définir un *champ d'interaction* H_{int} , au delà duquel les galettes appartenant à la même ligne commencent à s'aligner : ce champ correspond à celui où à lieu la première déviation de M_{rev} du comportement strictement logarithmique observé à bas champ, tel qu'indiqué dans la Fig. 5.5(a,b). Le champ d'interaction peut être estimé par les mêmes arguments qui mènent à l'Eq. (5.7); on trouve [5]

$$B_{int} \approx 4B_\phi \ln \left[1 + \left(\frac{c_0}{\sqrt{2}\xi} \right)^2 \right] \sim B_\phi \left(\frac{c_0}{\sqrt{2}\xi(0)} \right)^2 (1-t), \quad (5.17)$$

ce qui semble en bon accord avec les résultats rendus dans la Fig. 5.7.

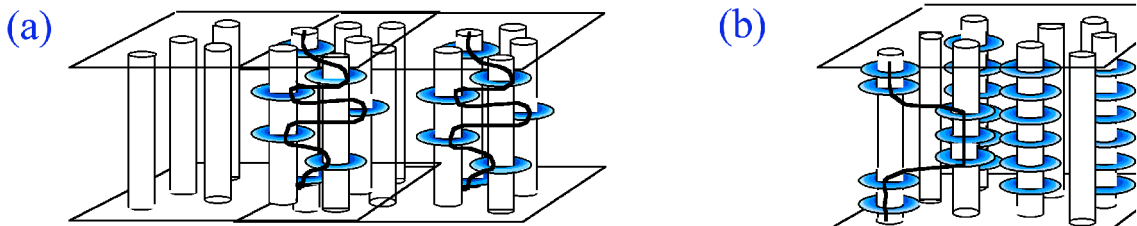


FIG. 5.8 – Disposition des galettes à B_ϕ constant, pour (a) $B < \mu_0 H_{int}$ et (b) $B > \mu_0 H_{int}$, respectivement.

5.3.4 Origine de la ligne d'irréversibilité

Il est généralement admis que la ligne d'irréversibilité dans les supraconducteurs irradiés avec des ions lourds de haute énergie équivaut à la transition vers une nouvelle phase de vortex localisés sur les traces, le verre de Bose (section 1.7). Or, le modèle du verre de Bose comprend plusieurs faiblesses, dont une est que le mécanisme de la transition est loin d'être établi. Bien qu'on suppose que la transition correspond à un dépiégeage thermique dû aux errements des vortex dans le matériau extérieur aux traces, les mesures thermodynamiques de la modification de l'énergie libre du supraconducteur présentées ci-dessus montrent que ce dépiégeage n'a pas lieu.

Par contre, les champs caractéristiques démarquant les différents régimes d'occupation des défauts colonnaires par les lignes de flux aident à comprendre le comportement spécifique de la ligne d'irréversibilité (voir aussi la section 6.3). La ligne d'irréversibilité $B_{irr}(T)$ dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ irradié aux ions lourds compte trois régimes : (I) pour des champs forts, $B \gtrsim B_\phi$, B_{irr} diminue linéairement en T . Puis, un régime (II), "vertical", dans lequel T_{irr} ne dépend guère de B . Enfin, pour $B < \frac{1}{6}B_\phi$, un régime bas champ (III), exponentiel en T , dans lequel $B_{irr}(T)$ ne dépend pas de la densité des traces. Un tracé du champ d'interaction dans le diagramme de phases (B, T) révèle que la partie exponentielle (III) de $B_{irr}(T)$, à $B \lesssim \frac{1}{6}B_\phi$, correspond au régime de piégeage *individuel* de lignes de flux, où les galettes appartenant à la même ligne de flux se dispersent sur plusieurs traces. La transition vers le liquide de vortex dans ce régime ne correspond pas à un dépiégeage car toutes les galettes occupent des traces dans la phase solide comme dans la phase liquide ; on doit plutôt parler d'un seuil de mobilité des galettes.

De même, le régime (II) de $B_{irr}(T)$ "vertical", correspond aux champs où l'interaction entre vortex voisins est important : celui-ci introduit un *réalignement* des lignes de flux. En employant les mesures de couple de la section 5.3.1, on peut montrer que ceci est vrai autant dans le liquide de vortex que dans le solide de vortex avoisinant $B_{irr}(T)$ [Fig. 5.7a]. Cette interprétation est appuyée par des mesures directes de l'alignement des lignes de flux par la Résonance de Plasma Josephson [297, 298, 299]. Le facteur \mathcal{C} [Eq. (2.25)] extrait par ces auteurs montre une nette remontée à partir du même champ H_{int} extrait des mesures de l'aimantation réversible. Cette remontée se traduit par l'apparition d'une résonance dédoublée (deux pics de résonance) lorsque, à des température avoisinant la ligne d'irréversibilité, le champ magnétique est balayé à température constante. Des mesures directes de la résistivité parallèle à l'axe c effectuées dans le liquide de vortex de cristaux de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ sur-dopés montrent que H_{int} coïncide avec une *diminution* de ρ_c à B_l , avant que cette grandeur augmente de nouveau à B_h [300, 301]. Comme la Résonance de Plasma Josephson, la conductivité parallèle à l'axe c dans le liquide de vortex est déterminée par le couplage Josephson résiduel entre plans supraconducteurs [188] - un réalignement des lignes de flux sur leur axe a pour conséquence une amélioration du couplage [section 2.5.2).

Enfin, la valeur de M_{rev} pour des champs $B \gtrsim B_\phi$, proche de celle d'un cristal non-irradié, implique, moyennant l'Eq. (5.4), que les lignes de flux les plus faiblement ancrées ne sont pas localisées sur quelconque défaut colonnaire. Ces champs correspondent aux régime (I) de la ligne d'irréversibilité. Il est logique d'attribuer le dépiégeage du flux dans ce régime, que ce soit par l'action de l'agitation thermique ou aidé par un courant électrique, au mouvement de ces vortex interstitiels, piégés uniquement par l'interaction avec leurs voisins.

5.3.5 Régime proche de H_{c2}

L'augmentation du champ magnétique et/ou la température porte le liquide de vortex dans le régime ou celui-ci transite vers la phase normale [22]. On rappelle que le nombre de Ginzburg (1.17) du $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, $Gi \sim 0,05$, signifie que le régime de fluctuations thermiques du paramètre d'ordre est très large, au point que les points saillants habituellement associés avec l'approche de $H_{c2}(T)$, comme la linéarité de M_{rev} en T et H , et le pic de chaleur spécifique, sont à peine observables. Les données expérimentales montrent une dépendance de M_{rev} en $\ln H$, avec une dérivée logarithmique dont le signe change à un "point de croisement" T^* , auquel $M_{rev} \neq M_{rev}(H)$. Néanmoins, l'introduction de défauts colonnaires a une grande importance dans ce régime également, on verra que l'ancrage des vortex reste important jusque dans le régime critique des fluctuations.

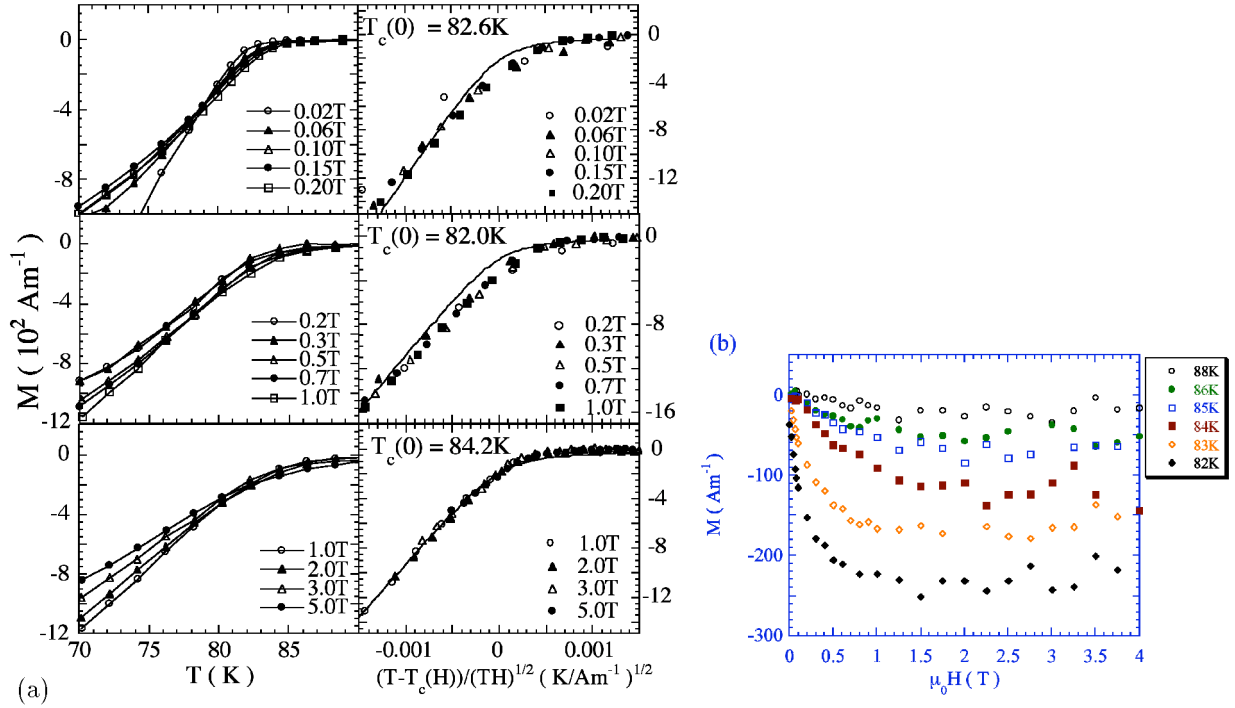


FIG. 5.9 – (a) Aimantation réversible d'un monocristal de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ sur-dopé après irradiation avec 5×10^{10} ions Pb^{56+} de 6 GeV ($B_\phi = 1$ T). Panneaux de gauche : M_{rev} pour $B \ll B_\phi$, $B \lesssim B_\phi$, et $B > B_\phi$, respectivement. Les panneaux de droite montrent le rendu des mêmes données en fonction du paramètre d'échelle Q^{2D} . (b) Aimantation dans le régime Gaussien de fluctuations. Pour ce cristal, la théorie [304] prévoit $M(T^*) = 130 \text{ Am}^{-1}$.

La Fig. 5.9a montre le comportement de l'aimantation réversible d'un monocristal de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ sur-dopé (T_c avant irradiation ~ 85 K) après irradiation avec 5×10^{10} ions Pb^{56+} de 6 GeV, ce qui correspond à $B_\phi = 1$ T. On observe, en fonction du champ que, pour $B \ll B_\phi$, l'aimantation montre un point de croisement, et obéit à la loi d'échelle dans le paramètre sans dimension Q^{2D} , indiquant que les données peuvent être décrits par une théorie de Ginzburg et Landau en dimension 2 dans l'approximation du premier niveau de Landau. La mise à l'échelle des données peut se faire moyennant le choix de la température critique en champ nul comme paramètre, $T_c(0)$ s'avère être de 82,6 K. Pour des champs magnétiques approchant B_ϕ , la loi d'échelle est également observée, avec $T_c(0) \approx 82,0$ K, mais il n'y a plus de point de croisement. Enfin, pour des champs supérieurs à B_ϕ , le comportement est en tout semblable à celui du cristal avant l'irradiation.

L'évolution en champ de l'aimantation n'est pas sans rappeler celui dans la limite de London : un régime d'ancrage individuel de vortex à faible champ, le régime entre $\mu_0 H_{int}$ et B_ϕ dominé par les interactions répulsives entre vortex, et le comportement pour $B > B_\phi$, où l'aimantation reflète le comportement des lignes de flux ne trouvant pas de piège libre. Dans le cadre de l'approche de la transition supraconductrice sous champ, il convient de considérer deux possibilités : la nucléation de supraconductivité de surface autour des traces amorphes (qui constituent autant des surfaces intérieures au matériau), et la nucléation dans la matrice entre les traces. On peut rejeter la première hypothèse : non seulement l'auto-dopage (section 2.6.1) impose une T_c plus faible au voisinage des traces, des mesures autour du premier champ critique [303] montrent clairement que sous champ magnétique, la nucléation de la supraconductivité a lieu entre et non autour des traces, qui, au contraire, constituent des d'ouvertures privilégiées pour le passage du flux magnétique à l'approche de la transition.

Le comportement dans le régime des fluctuations est mieux compris si l'on considère d'abord le régime Gaussien (haute température), dans lequel la longueur de corrélation $\xi_+ < a_0$ [173]. Dans cette limite,

le diamagnétisme est dû à la présence de zones indépendantes supraconductrices d'étendue $\sim \xi_+^2$. La réponse diamagnétique de chacune de ces régions donne lieu à $M_{rev} \propto -(\xi_+^2 k_B T / \Phi_0^2 s) H_a \sim -\chi H_a$ où la susceptibilité $\chi = \pi T \xi_0 / 3s \Phi_0^2 |1 - t|$ (ξ_0 est la longueur de cohérence de Bardeen, Cooper, et Schrieffer) [20]. Lorsque la taille des zones fluctuantes approche de la longueur magnétique a_0 , la susceptibilité sature et $M_{rev} \sim -0,346 k_B T / \Phi_0 s \equiv M_{rev}(T^*)$ [304]. La divergence de ξ_+ dans le régime Gaussien implique que cette valeur est atteinte à des champs de plus en plus faibles lorsque l'on approche de T_c , c'est le comportement observé expérimentalement (Fig. 5.9b). Etant donné le bon accord avec la théorie Gaussienne, on en déduit que le régime critique des fluctuations dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ ne s'étend pas au delà de ~ 1 K autour de T_c .

L'effet de l'irradiation est d'introduire une nouvelle longueur, la distance entre les traces, qui va agir comme distance de coupure sur la longueur de corrélation ξ_+ . Il est alors évident qu'un comportement qualitativement différent est attendu pour $n_d < a_0^{-2}$. Notamment, pour des champs magnétiques forts, $a_0^{-2} \gg n_d$, la distance maximale à prendre en compte pour l'évaluation de l'aimantation n'est pas différente de la situation sans traces, le même comportement est alors observé dans l'échantillon vierge et l'échantillon irradié. Pour des champs magnétiques faibles ($n_d \gg a_0^{-2}$), la plus grande distance pertinente est la distance moyenne entre les traces. Le paramètre d'ordre supraconducteur acquiert sa valeur maximale, inférieure à celle atteinte dans le matériau non-irradié, lorsque $\xi_+ \sim n_d^{-1/2}$, d'où une aimantation $|M_{rev}| \sim |\psi^2| \sim (B/B_\phi)(k_B T / \Phi_0 s)$ plus petite; la décroissance de $|M_{rev}|$ en fonction de B_ϕ n'est d'ailleurs pas sans rappeler ce qui est observé dans le régime de London, voir la Fig. 5.5a. La susceptibilité, plus petite dans le régime de faible champs, implique que le point de croisement est atteint à plus basse température.

Il reste le régime intermédiaire de champ magnétique, dans lequel l'aimantation est déterminée par le caractère aléatoire (5.6) des positions des traces. Contribueront à l'aimantation à la fois des régions aux défauts relativement éparées, avec un T^* élevé et un diamagnétisme "important", et des zones aux défauts denses, où T^* est réduit et la susceptibilité petite. On ne peut ainsi observer quelconque comportement canonique de M_{rev} à l'approche de B_ϕ . Une analyse similaire des nos données a été faite par Braverman, Gredeksul, et Avishai [305], qui attribuent ce comportement à une réduction aléatoire de T_c induit par les traces, dans l'esprit de la section 2.6.1.

5.4 Supraconducteur tridimensionnel anisotrope

La question se pose si les résultats obtenus sont particuliers aux supraconducteurs lamellaires, dans lesquels le réseau de lignes de flux est excessivement flexible, ou si l'on peut également obtenir de l'information sur le potentiel d'ancrage, les fluctuations positionnelles, et l'occupation des défauts colonnaires dans des supraconducteurs moins anisotropes. Ceci est particulièrement pertinent en ce que le modèle du verre de Bose, développé pour la description de lignes de flux *continues* en présence de pièges colonnaires, prévoit que la transition vers la phase liquide de vortex a lieu moyennant l'errement thermique des vortex localisés autour de leur position d'équilibre, jusqu'à ce que l'énergie de piégeage est réduite à une valeur de l'ordre de $k_B T$. A ce moment, les lignes peuvent diffuser à travers le matériau supraconducteur et la cohérence de phase à longue distance est perdue. L'errement des lignes de flux devrait mener à une contribution exponentiellement petite de l'énergie d'ancrage à l'aimantation à l'équilibre; à l'inverse, la localisation forte des vortex sur les traces aboutirait à une contribution importante.

On a donc, en collaboration avec l'Institut Néel et le Laboratoire de Physique des Solides de l'Université Paris-Sud, effectué une étude similaire sur le composé beaucoup moins anisotrope $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, avec $\varepsilon \sim 0,14$ et $Gi \sim 2 \times 10^{-3}$ [85, 306]. Il s'avère que la ligne d'irréversibilité dans ce composé se situe à des champs plus proches de $B_{c2}(T)$ que dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, et que l'aimantation réversible (c'est-à-dire, pour $B > B_{irr}$) suit Eq. (1.10) sans montrer de détails spécifiques [85]. On a alors choisi de mesurer le couple réversible sur des cristaux irradiés à $\theta_p = 60^\circ$ (mesuré à partir du plan ab), ainsi que la chaleur spécifique.

Le gain d'énergie occasionné $n_p U_0$ par le piégeage des lignes de flux par les défauts colonnaires donne,

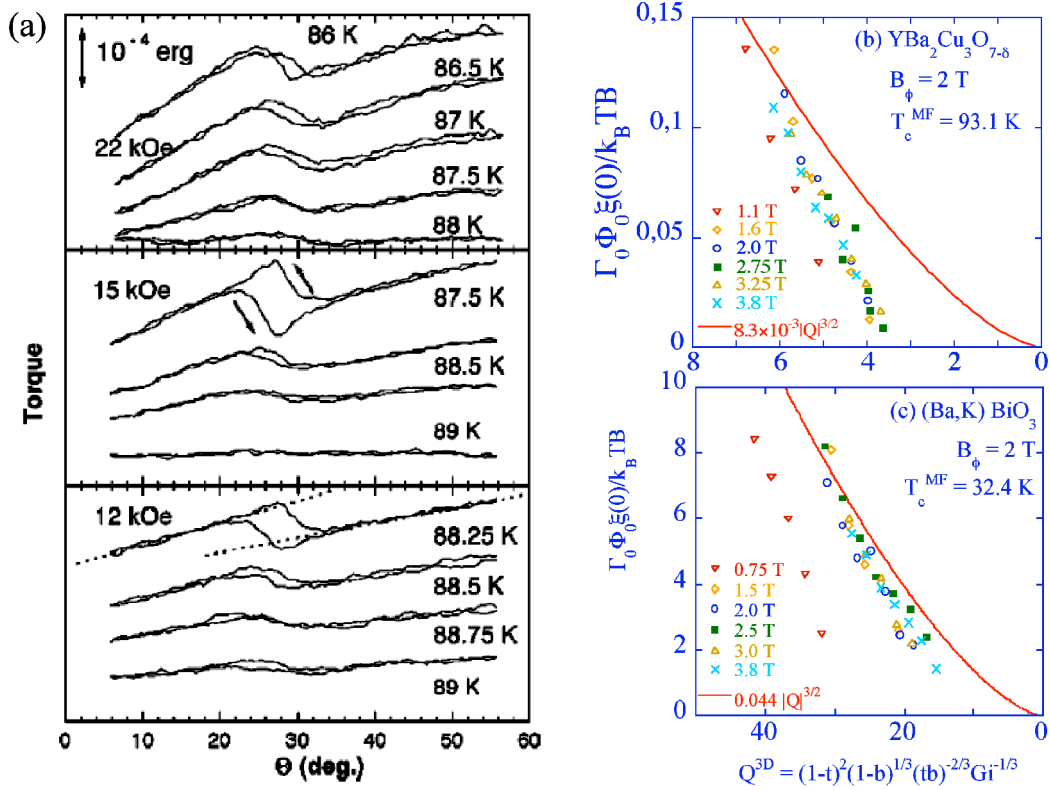


FIG. 5.10 – (a) Couple réversible mesuré par B. Hayani, S. Johnson, et L. Fruchter sur un monocristal de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ irradié avec 1×10^{11} ions Pb^{56+} de 1 GeV [306]. (b,c) Energie libre gagnée par différents supraconducteurs grâce au piégeage de lignes de flux sur les défauts colonnaires. Ces énergies de piégeage (égaux au produit $n_p U_p$ de la densité de lignes de flux piégées et le gain d'énergie par unité de longueur des défauts) constituent une fraction importante de l'énergie libre totale $F_n - F_s$ gagnée lors du passage de l'état normal à l'état mixte supraconducteur; ceci se manifeste par une modification notoire de la chaleur spécifique sous champ. Les énergies en question ont été obtenues à partir de mesure du couple exercé par les défauts sur les lignes de flux, et sont comparées à un modèle simple où le défaut isolant remplace le coeur des lignes de flux. On s'aperçoit que dans le $\text{Ba}_{0.65}\text{K}_{0.35}\text{BiO}_3$, on obtient une bonne correspondance, tandis que dans le $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ les energies de piégeage sont affectées par des fluctuations thermiques de l'amplitude du paramètre d'ordre.

pour une plage d'angles $|\theta - \theta_p| < \theta_a$, lieu à une contribution au couple $\Gamma = -\partial[n_p U_0]/\partial\theta$, [127, 306]

$$\Gamma_0(\theta) = \frac{B^2}{\mu_0} \theta_a \left(\frac{|\theta_t|}{\theta - \theta_p} - 1 \right) \text{sgn}(\theta - \theta_p); \quad (5.18)$$

θ_a est l'angle d'accomodation au delà de laquelle aucune section des vortex n'est plus alignée avec les défauts, et θ_t est l'angle de verrouillage ("lock-in") en deça de laquelle la ligne entière est piégée par le défaut. Si l'on écrit le saut du couple à $\theta = \theta_p$ comme $\Gamma_0 \simeq H_\perp M_\parallel - H_\parallel M_\perp|_{\theta=\theta_p} = -H_\parallel \partial G / \partial B_\perp$, on voit que ce saut constitue une mesure directe de l'énergie contribué par des crans de vortex rejoignant une trace à l'autre lorsque le champ subit une rotation. Pour des lignes de flux *isolées*, on écrit donc $\Gamma_0 \approx \sqrt{2} E_k / a_0^2 = \sqrt{2} \tilde{\epsilon}_l U_0 a_0^{-2}$. L'énergie d'ancrage s'écrit, de manière générale [5, 127],

$$U_0 = \frac{k_B^2 T^2}{4 \tilde{\epsilon}_l \xi^2} \beta \exp\left(-\pi / \sqrt{\beta}\right), \quad (5.19)$$

où le facteur exponentiel exprime la chute d'énergie libre du à l'errement dans la limite des hautes températures ($\beta \ll 1$). Le potentiel d'ancrage est exprimé à travers le paramètre β , qui prend les formes

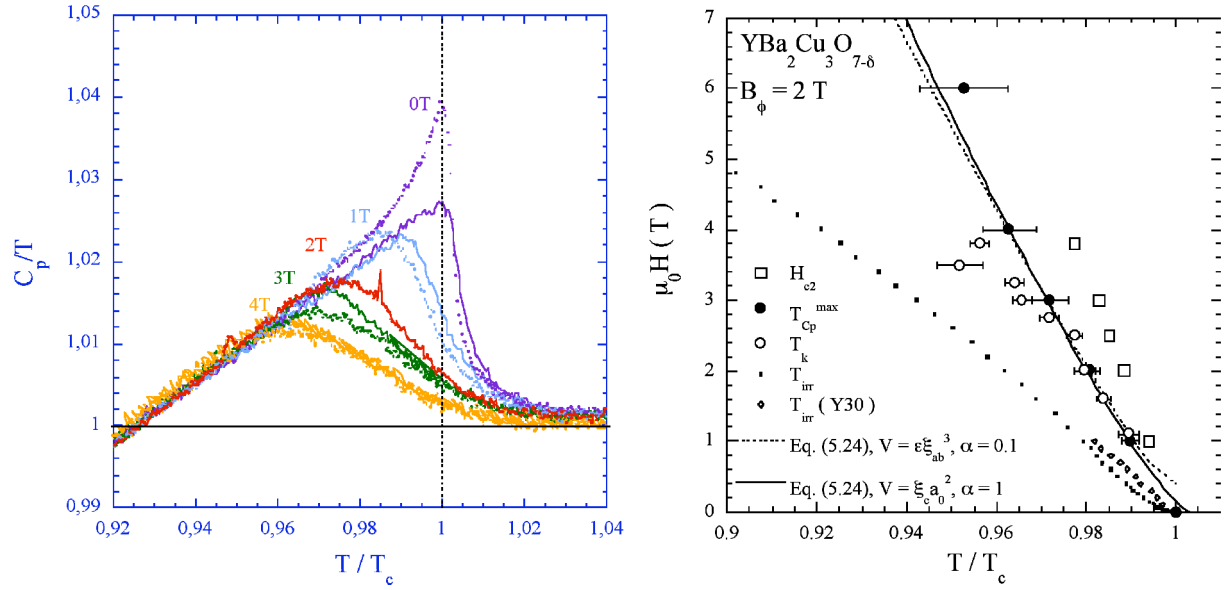


FIG. 5.11 – (a) Chaleur spécifique d'un monocristal de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, irradié avec 1×10^{11} ions Pb^{56+} de 6 GeV ($B_\phi = 2 \text{ T}$). (b) Diagramme de phases montrant la transition vers un état à résistance nulle (le “verre de Bose”) à T_{irr} ; et la température T_k jusqu'à laquelle la contribution du piégeage de vortex à l'énergie libre totale est mesurable. La position de la ligne $T_k(H)$ est bien reproduite par un critère $|F_n - F_s + n_t U_p| = \alpha k_B T/V$, ou V est un volume élémentaire de fluctuations corrélés.

$\beta_{em} = (\xi^2 \tilde{\epsilon}_0 \tilde{\epsilon}_l / k_B^2 T^2)(1 - b)$ pour le piégeage électromagnétique [Eq. 5.9] et $\beta_c = (c_0^2 \tilde{\epsilon}_0 \tilde{\epsilon}_l / k_B^2 T^2)(1 - b)^2$ pour le piégeage des cœurs, Eq. (5.10) [$b \equiv B/B_{c2}(T)$]. Dans la limite de basses températures ($\beta \gg 1$) et on retrouve les expressions habituelles en injectant β_{em} ou β_c dans

$$U_0 = \frac{k_B^2 T^2}{4 \tilde{\epsilon}_1 \xi^2} \beta. \quad (5.20)$$

En combinant les différents termes, on a une estimation pour la contribution au couple dû au piégeage d'un seul vortex,

$$\Gamma_0 = \frac{k_B T}{\sqrt{2} a_0^2 \xi} \beta^{1/2} \exp(-\pi / \sqrt{\beta}). \quad (5.21)$$

Les mesures de couple effectuées au Laboratoire de Physique de Solides par l'équipe de L. Fruchter dans le régime réversible d'un monocristal de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ irradié avec 1×10^{11} ions cm^{-2} montrent une discontinuité claire pour l'alignement du champ magnétique avec la direction des traces (Fig. 5.10a). Cette discontinuité est perceptible également dans le régime irréversible (verre de Bose) : les deux branches du couple pour grands angles positifs et négatifs ne se situent pas dans le prolongement l'un de l'autre. Le saut du couple Γ_0 diminue en fonction de la température, avant de disparaître à la température $T_k(B)$. Cette température se situe loin dans la phase liquide. De plus, sur une grande plage de champ, la dépendance en température de Γ_0 suit une loi d'échelle dans le paramètre Q^{3D} [Eq. (1.8), voir Fig. 5.10b].

Cette loi d'échelle s'explique de la manière suivante. La dimension des traces, $c_0 \sim 3 \text{ nm}$ [307, 309, 308] dans le $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ainsi que la longueur de cohérence, $\xi(0) \sim 1 \text{ nm}$, ne sont pas très différentes que dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. On peut donc évaluer le champ d'interaction H_{int} , Eq. (5.17), d'où l'on constate que toutes nos mesures se situent à des champs bien supérieurs. Dans cette limite, l'exposant de l'Eq. (5.6) peut être développé : la fraction de vortex piégés est $\sim B_\phi/B$. On a donc, en moyenne, une contribution

$$\Gamma_0 = \frac{k_B T B_\phi}{\sqrt{2} \Phi_0 \xi} \sqrt{\beta} \quad (\beta \gg 1); \quad (5.22)$$

si l'on adopte $\beta = \beta_c$, on a une "expression champ-moyen"

$$\frac{\Phi_0 \xi(0)}{k_B T B} \Gamma_0 = \frac{c_0}{4\pi \xi_0} \frac{B_\phi}{B_{c2}(0)} |Q|^{3/2} \quad (\beta \gg 1). \quad (5.23)$$

C'est-à-dire, on explique la loi d'échelle en Q à condition que le piégeage se fasse, comme dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, principalement par les cœurs des vortex, et que les fluctuations positionnelles des lignes de flux *ne soient pas importantes*. Le contraire aurait entraîné la présence de l'exponentielle $\exp(-\pi/\sqrt{\beta})$ dans l'Eq. (5.23), ce qui aurait gâché la loi d'échelle en Q (ceci a, en fait, lieu aux plus faibles champs de mesure). On trouve ainsi que dans le $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ comme dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, le liquide de vortex est caractérisé par une fraction élevée de lignes de flux rigidement piégés sur les défauts colonnaires. En plus, on trouve de bonnes indications que la ligne d'irréversibilité presque entière se situe dans le régime (I), caractérisé par la présence de vortex interstitiels.

Le changement considérable de l'énergie libre engendré par le piégeage de flux dans le liquide de vortex est exemplifié par les résultats des mesures de la chaleur spécifique C_p sur une série de monocristaux de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ irradiés, effectuées par R. Brusetti, T. Klein, et C. Marcenat à l'Institut Néel [85]. La Fig. 5.11(a) montre que l'introduction de défauts colonnaires ne modifie pas uniquement C_p en champ nul, mais également en champ non-nul, et de manière importante. Notamment, le maximum de C_p est poussé vers de plus hautes températures lorsque la densité de traces augmente. On constate également (Fig. 5.11b) que le maximum de C_p coïncide avec la température T_k à laquelle la contribution du piégeage au couple thermodynamique disparaît.

La position de C_p peut être décrite par un critère phénoménologique [310, 311]

$$|F_n - F_s(B) + n_p U_p(B)| = \alpha \frac{k_B T}{V}, \quad (5.24)$$

qui compare le gain d'énergie libre dans l'état supraconducteur, rapporté à celui dans l'état normal, à la température. Lorsque la différence de la densité d'énergie libre entre l'état normal et l'état supraconducteur est inférieur à l'énergie thermique $k_B T$ contenu par un volume élémentaire de fluctuation V , on estime que la supraconductivité est détruite par l'action de fluctuations thermiques sur les paires de Cooper. Or, le fait d'ajouter des centres de piégeage diminue l'énergie libre de la phase supraconductrice. Ce critère décrit parfaitement la modification des points saillants du diagramme de phases du supraconducteur tri-dimensionnel cubique (isotrope) $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$, lorsque celui-ci est irradié avec des ion lourds de haute énergie [311], et que l'on admette que dans ce matériau l'effet des traces amorphes est également le piégeage des cœurs de vortex.

Dans le cas de l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, on remarque que les champs auxquels sont faites les mesures se trouvent bien au delà du champ d'interaction de l'Eq. (5.17). Dans cette limite, l'Eq. (5.6) donne $n_p = B_\phi/B$. L'énergie d'ancrage U_p est donnée par l'Eq. (5.10), multiplié par le facteur $(1-b)^2$ prenant en compte la réduction du paramètre d'ordre (et donc, de l'augmentation de λ et ξ) à l'approche de B_{c2} . Le volume élémentaire de fluctuations est $V = a_0^2 \xi_c = \varepsilon a_0^2 \xi$. L'Eq. (5.24) se réduit alors à

$$Q^{3/2} = \frac{4\pi\sqrt{2}\alpha}{1 + B_\phi/B_{c2}}, \quad (5.25)$$

critère qui décrit une ligne dans le diagramme de phases (B, T) . Si l'on veut recouvrir le résultat $Q = 3, 2$ décrivant le maximum de C_p dans l'YBCO vierge, on adopte

$$Q = 3, 2 / [1 + B_\phi/B_{c2}]^{2/3}, \quad (5.26)$$

ce qui, lorsque l'on prend $T_c = 93,1$ K, décrit parfaitement l'évolution avec la densité de défauts. On trouve donc que la chaleur spécifique concorde pleinement avec les résultats du couple : une fraction importante des lignes de flux, ou de sections de lignes de flux, reste fortement accroché aux défauts colonnaires dans la phase liquide de vortex.

5.5 Conclusion

La conclusion principale de ce chapitre est que le gain d'énergie dû à l'ancrage de flux par le désordre cristallin au sein des matériaux supraconducteurs modifie non seulement les propriétés dynamiques, comme le courant critique, le moment magnétique irréversible, ou la résistivité, mais aussi les propriétés thermodynamiques comme l'aimantation, le couple réversible, ou la chaleur spécifique. L'analyse de ces grandeurs permet un accès direct à l'énergie d'ancrage, paramètre inaccessible par des mesures de transport (ces dernières donnent une *barrière d'activation* efficace s'opposant au mouvement des vortex). De plus, les propriétés thermodynamiques sont, sans surprise, directement affectés par les fluctuations positionnelles des lignes de flux, qui ajoutent une contribution entropique à l'énergie libre.

On a démontré ce fait par des mesures sur un système modèle d'ancrage fort, c'est-à-dire, des SHTc dans lesquels on a introduit des pièges sous la guise de traces latentes amorphes produits par l'irradiation avec des ions lourds de haute énergie. On s'est concentré ici sur le comportement d'un supraconducteur lamellaire, le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, et sur un supraconducteur "continu" anisotrope, le $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Dans les deux composés, la contribution du piégeage de flux à l'aimantation et au couple réversible est très importante. Elle nous permet d'extraire l'énergie d'interaction d'un vortex avec une trace amorphe, dans les deux cas, c'est le piégeage du cœur de vortex qui est principalement responsable pour la modification de l'énergie libre. Dans le cas du $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, très anisotrope, le système de lignes de flux se comporte comme un système quasi-bidimensionnel : dans tous les cas, ce n'est que la composante perpendiculaire aux plans CuO_2 de l'induction magnétique, portée par les "galettes", qui détermine le gain d'énergie libre. Cela permet de déterminer la fraction piégée de "galettes", et de mettre cette donne

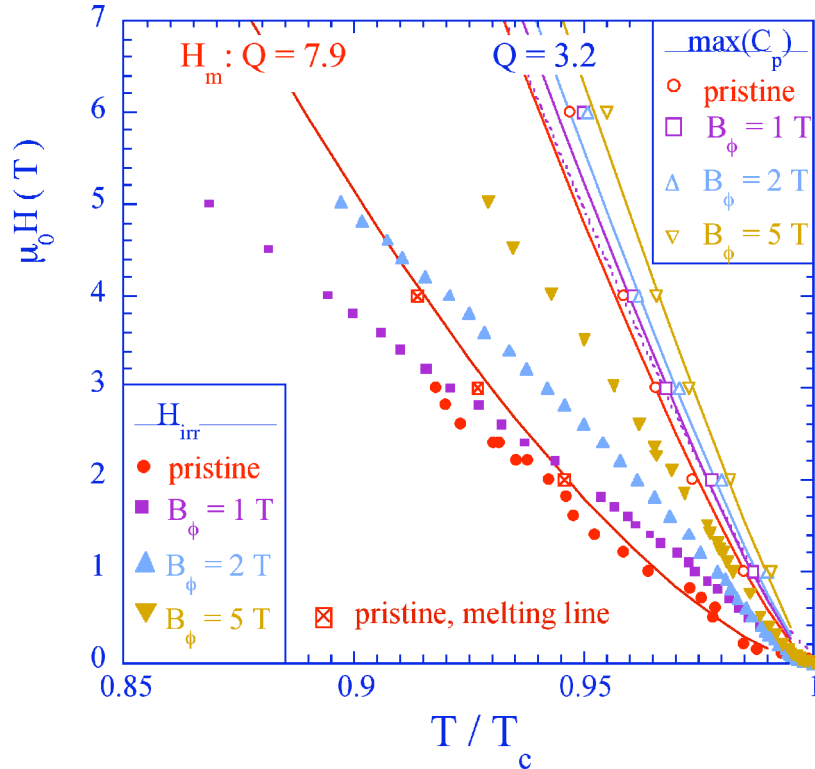


FIG. 5.12 – (a) Diagramme de phases de l'YBCO monocristal irradié avec des ions Pb^{56+} de 6 GeV. Les symboles pleins indiquent la ligne d'irréversibilité $B_{irr}(T)$, tandis que les symboles ouverts montrent la position du maximum de la chaleur spécifique. Les lignes continues sont de lignes de Q constant : $Q = 7,9$ décrit la transition de premier ordre du réseau de vortex dans le monocristal vierge, les lignes $Q = 3,2$ et $Q = 3,2/(1 + B_\phi/B_{c2}(0))$ décrivent la position du maximum de C_p .

en lien avec le comportement de la ligne d'irréversibilité. Il y a trois régimes en fonction de la valeur du champ magnétique appliqué : à faibles champs, les "galettes" appartenant à la même ligne de flux se dispersent autant que possible sur différentes traces ; au delà du "champ d'interaction", les "galettes" s'alignent sur la même trace, on assiste à un "recouplage" et au durcissement associé du réseau de flux. Enfin, à fort champ, la dynamique de flux est déterminée par ces vortex qui ne trouvent pas de piège approprié. En ce qui concerne le $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, la ligne d'irréversibilité quasiment entière se trouve dans ce régime.

L'influence des traces amorphes persiste au delà du régime de fluctuations critiques, jusque dans le régime Gaussien de fluctuations supraconductrices au sein de la phase normale. En ce qui concerne le liquide de vortex, entre la ligne d'irréversibilité $B_{irr}(T)$ et le deuxième champ critique $B_{c2}(T)$, cela signifie qu'il est caractérisé par un piégeage fort de vortex, où au moins de sections de vortex. On établit ainsi la notion de "liquide piégé" : celui-ci est caractérisé par une modification de l'énergie libre par le désordre cristallin sous-jacent. Le fait que le liquide de vortex dans les SHTc irradié soit un liquide piégé met en cause l'interprétation de $B_{irr}(T)$ (où la ligne de transition du verre de Bose, $B_{BG}(T)$, si l'on souhaite d'interpréter $B_{irr}(T)$ ainsi) comme étant régi par le dépiégeage des vortex. Il s'agit, comme on le verra à la fin du chapitre suivant, plutôt d'un seuil de mobilité, en analogie avec le seuil de mobilité dans les semi-conducteurs dopés.

Chapitre 6

Transitions de phase des vortex dans les supraconducteurs désordonnés

Nous avons vu dans la Section 1.4 que, dans les supraconducteurs à haute température critique monocristallins, le réseau de vortex subit une transition de phase, communément désigné “fusion du réseau de vortex”, d’une phase “solide de vortex”, qui montre les propriétés normalement associés avec la supraconductivité comme une résistance électrique nulle à faible courant et un écrantage parfait de faibles modulations du champ extérieur appliqué, vers une phase “liquide de vortex”, dont les propriétés dynamiques ressemblent beaucoup à ceux d’un métal normal [3, 72, 73, 76]. Le caractère de cette fusion comme une transition thermodynamique de premier ordre a été établi par des mesures locales de la densité de vortex. En particulier, dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ monocristallin, la densité de vortex montre une discontinuité à la transition [3]. L’observation par diffraction neutronique [77] d’un réseau hexagonal de lignes de flux dans la phase solide, confronté avec l’absence totale de pics de Bragg dans la phase liquide de vortex ont appuyé le paradigme que l’ordre brisé à la transition de premier ordre est l’ordre topologique à grande distance du réseau de lignes de flux. Cette vision des choses a été confortée par l’observation par décoration Bitter de réseaux triangulaires de vortex sans défaut sur des distances correspondant à des centaines de paramètres de maille [106].

Le fait que la résistivité linéaire disparaît dans l’état solide de vortex lorsque le courant de transport tend vers zéro montre que cet état doit aussi être caractérisé par un ordre à longue distance de la phase du paramètre d’ordre supraconducteur. Par contre, l’état liquide de vortex est caractérisé par une résistivité linéaire non-nulle due à la diffusion de vortex ; il n’y peut donc y avoir de cohérence de la phase sur l’ensemble du matériau. La disparition de la résistivité linéaire trouve obligatoirement son origine dans l’apparition d’un courant critique non-nul, dû à la localisation de l’ensemble des vortex dans le potentiel aléatoire présenté par les défauts cristallins du matériau supraconducteur, ou simplement à cause de l’interaction des lignes de flux avec les surfaces extérieures du matériau. Or, on sait depuis longtemps que la présence de désordre cristallin *détruit* l’ordre topologique à longue distance du réseau de vortex [125, 126]. Celui-ci est caractérisé par les longueurs de corrélation transverse (à la direction du champ magnétique) R_a et longitudinale L_a , définis par

$$\langle |\mathbf{u}(R_a, z) - \mathbf{u}(0, z)|^2 \rangle = a_0^2 \quad (6.1)$$

$$\langle |\mathbf{u}(\mathbf{r}, L_a) - \mathbf{u}(\mathbf{r}, 0)|^2 \rangle = a_0^2, \quad (6.2)$$

où $\mathbf{u}(\mathbf{r}, z)$ est le champ de déformation du réseau de vortex à l’emplacement (\mathbf{r}, z) (la coordonnée z est parallèle au champ magnétique, tandis que \mathbf{r} est un vecteur dans le plan perpendiculaire au champ). On peut interpréter ces longueurs en ce que, à des échelles supérieures à R_a, L_a , la structure du réseau de vortex est caractérisé par la présence de défauts structuraux (dislocations).

La force moyenne d’ancrage et le courant critique sont caractérisés par les longueurs R_c et L_c , définies

comme

$$\langle |\mathbf{u}(R_c, z) - \mathbf{u}(0, z)|^2 \rangle = r_p^2 \quad (6.3)$$

$$\langle |\mathbf{u}(\mathbf{r}, L_c) - \mathbf{u}(\mathbf{r}, 0)|^2 \rangle = r_p^2. \quad (6.4)$$

Le paramètre crucial est r_p , la portée du potentiel d’ancrage : pour des déplacements relatifs de vortex supérieurs à r_p , la mémoire du potentiel aléatoire sous-jacent est perdue et le réseau de vortex peut être considéré comme dépiégé. L’amplitude de r_p est déterminée par la taille des cœurs de vortex ; on a donc $r_p \approx \xi_{ab}$ dans le régime de London, et $r_p \approx a_0$ proche de B_{c2} [317].

On montrera dans ce chapitre que, contrairement au paradigme que l’augmentation du taux de désordre dans des cristaux supraconducteurs se fait au détriment de la transition de fusion du réseau vortex, et que, dans des matériaux très désordonnés, elle cède à une transition continue d’un verre de vortex sans corrélations positionnelles à longue distance vers la phase liquide, la transition de premier ordre dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ est robuste par rapport au désordre cristallin. Le mécanisme de fusion du réseau de vortex n’implique donc pas une destruction de l’ordre topologique du réseau de flux. On considérera plusieurs façons d’augmenter le désordre effectif. La première est de simplement réduire la température. A des températures en deça de 35 K, l’ancrage par les défauts intrinsèques (les atomes d’oxygènes dopant dans la phase sur-dopée, et les lacunes d’oxygène dans les plans CuO_2 dans la phase optimalement dopé et sous-dopé [156]) devient fort et détruit l’ordre topologique du réseau de vortex [136]. En effet, en dessous de 15 K, les longueurs de corrélation adoptent leur valeur minimalement possible, $R_c = a_0$, $L_c = s$, pour des courants critiques supérieurs à $1 \times 10^{10} \text{ Am}^{-2}$ [136]. Néanmoins, on montrera que “l’effet de pic” qui se manifeste à des températures à peine plus élevées n’est autre que la continuation de la transition de premier ordre dans le régime où l’équilibre thermodynamique ne peut être atteint [318]. L’observation de la transition de premier ordre dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ sous-dopé, dont il est généralement admis que le désordre cristallin joue un rôle important [110, 111, 112] confirme cette donne.

Dans une seconde étape, on ajoute un désordre encore plus fort, sous la forme de défauts linéaires amorphes produits par l’irradiation avec des ions lourds de haute énergie [94, 95, 153] ou des agrégats C_{60} [202]. Même dans ce cas, le caractère de la transition de premier ordre de l’ensemble des vortex ne change pas [94], malgré la démonstration explicite que l’ordre topologique du réseau est totalement perdu [95]. Par contre, l’ajout de défauts colonnaires transforme une grande partie du liquide de vortex en phase vitreuse, caractérisée par la localisation des lignes de flux. Cette phase vitreuse est caractérisée, dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, par une phénoménologie quasi-bidimensionnelle.

6.1 Surrefroidissement du liquide de vortex et caractère de la fusion à basse température

A haute température, où le piégeage des vortex par des défauts cristallins du matériau supraconducteur n’est pas efficace, la transition de premier ordre solide - liquide de vortex se manifeste par une discontinuité de la densité des lignes de flux à $B = B_m$ [3]. Cette discontinuité peut être mise en évidence par la magnétométrie à sonde à effet Hall (voir section 2.3, et les Figures 1.5 et 2.4), ou encore par la méthode magnéto-optique différentielle (section 2.2.3, Figure 4.1). Or, à basse température, le caractère de la transition solide-liquide de vortex est difficilement mesurable, car le piégeage des vortex empêche l’équilibration du système (voir Fig. 6.4). En dessous de 14 K environ, on observe une maximum du courant d’écrantage autour de $H_a = 0$. Par contre, entre 14 et 30 K il y a une augmentation, souvent très nette, du courant d’écrantage lorsque la densité de flux locale (au sein du supraconducteur) dépasse une valeur B_{sp} (voir Figs. 6.1, 6.2). On parle de la transition dite du “second pic”, à cause de la rupture nette que cette augmentation provoque dans les cycles d’hystérésis du champ propre H_s [voir Fig. 6.2(g)]. On observe donc deux comportements qualitativement différents pour la réponse électrodynamique de l’ensemble des lignes de flux, en fonction du fait que la densité des vortex ait dépassé B_{sp}/Φ_0 ou non. Pour $B < B_{sp}$, la reptation thermiquement activée de la densité de lignes de flux suit une loi de type

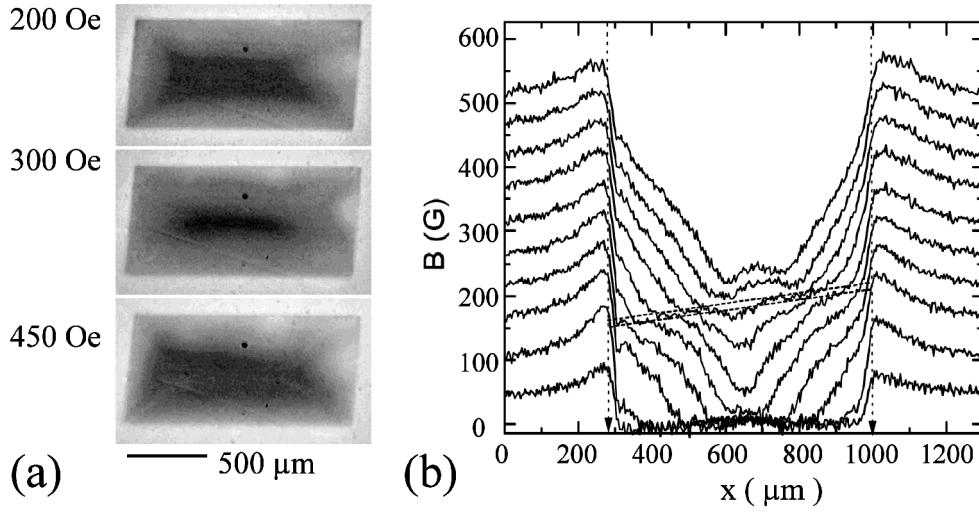


FIG. 6.1 – Manifestation de la transition dite “du second pic” du réseau de vortex dans un cristal de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ légèrement sous-dopé ($T_c = 81$ K) [323]. (a) Images magnéto-optiques directes de la distribution de flux lors d’un balayage du champ magnétique appliqué à 27,8 K (section 2.2). Les trois clichés montrent la pénétration du flux magnétique à $H_a = 200$, 300, et 450 Oe. On s’aperçoit que, pour $B < B_{sp} \approx 200$ G (20 mT), le flux pénètre depuis les bords du cristal, selon les prévisions du modèle de Bean [170, 171]. Ceci indique que lors de leur pénétration, les vortex sont ralentis par le piégeage par les défauts cristallins présents dans cet échantillon. Le profil de B à travers l’échantillon, dessiné dans (b), s’affaisse lorsque le champ magnétique H_a croît, jusqu’à ce que le seuil $B = B_{sp}$ soit franchi. A ce moment, un nouvel état critique de Bean est constitué, correspondant à un courant d’écrantage $\sim dB/dx$ plus élevé. NB : l’échelle des intensités dans les clichés prises à 300 et 450 Oe n’est pas la même pour les trois clichés. Les régions les plus sombres pour 300 et 450 Oe représentent une densité de flux équivalente à celle dans les zones les plus claires dans le cliché pour 200 Oe.

$B \sim \{k_B T / U_c \ln[(t_0 + t)/\tau]\}^{-1/\mu}$ [321], signe que la caractéristique courant–tension a la forme typique pour le mouvement thermiquement activé d’une variété élastique [322],

$$E = E_0 \exp \left[-\frac{U_c}{k_B T} \left(\frac{j_c}{j} \right)^\mu \right]. \quad (6.5)$$

Les mesures [321] montrent un $\mu \sim 0.5$. En revanche, pour $B > B_{sp}$, les caractéristiques $I(V)$ suivent une loi de puissance [136]. Les caractéristiques $I(V)$ pour $B \gtrsim B_{sp}$ et $B \lesssim B_{sp}$, reportés pour la même température, se croisent [319], ce qui veut dire que, en fonction du point de travail, le courant augmente ou chute lors du passage du seuil B_{sp} . La valeur de B_{sp} dépend faiblement de la température et se situe dans le prolongement de B_m (Fig. 1.6).

Il est possible de montrer que la transition du “second pic” est en effet une transition de premier ordre, et qu’elle n’est rien d’autre que la prolongation à basse température de la transition de “fusion” de l’ensemble des vortex à $B_m(T)$. Trois expériences montrent cela.

Balayage lent du champ magnétique externe Lorsque l’on applique un champ magnétique suffisamment lentement au cristal de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, le piégeage de vortex dans le volume du supraconducteur est inefficace à cause de la reptation thermiquement activée [136], et les lignes de flux peuvent gagner leur position de quasi-équilibre. Cela correspond, dans les cristaux minces à section rectangulaire sous étude, à une répartition spatiale en dôme [241, 242], voir Fig. 6.2(a,b). Lorsque la densité de flux atteint très précisément la valeur B_{sp} , ce dôme s’efface, la répartition des vortex devient strictement homogène. Ceci n’est pas sans rappeler la valeur constante de la température à la fonte d’un solide, ou à l’ébullition d’un liquide *via* une transition de premier ordre. Dans le cas présent, c’est le courant d’écrantage dû à l’ancrage de flux, plus fort dans la phase haut champ, qui empêche l’entrée de nouveaux vortex dans la

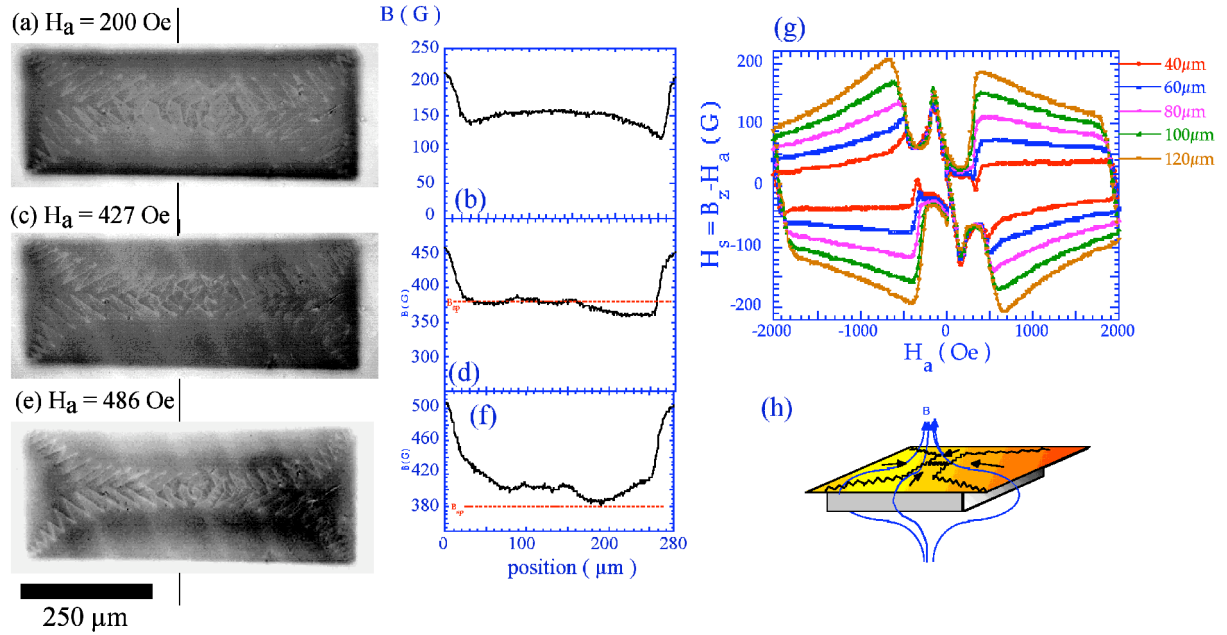


FIG. 6.2 – La transition “du second pic” dans le cristal $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ #8.14 ($T_c = 89$ K, voir Fig. 4.1). Du fait de son dopage optimal, ce cristal contient peu de défauts, que ce soit des atomes O dopants ou des lacunes dans les plans CuO_2 . L’ancrage de flux est donc relativement faible. (a) Image magnéto-optique à 25 K et $H_a = 200$ Oe (20 mT). A cette température, tant que $B < B_{sp}$, le piégeage de flux est dominé par l’hystérésis engendré par la barrière de Bean et Livingston [28], il n’y a pas d’état critique. (b) Le profil de flux correspondant a la forme d’un dôme. (c) Lorsque B atteint B_{sp} , la distribution de flux devient homogène à B_{sp} (et prend cette valeur). Un courant d’écrantage dans la zone centrale du cristal (où se forme la phase haut champ) contragit l’effet du courant Meissner. (d) la distribution de flux correspondante. (e) Seulement lorsque tout l’état du réseau de vortex dans le cristal entier a été transformé de la phase bas champ en la phase haut champ, un nouvel état de Bean avec le courant d’écrantage déterminé par le point de travail sur la courbe courant-tension de la phase haut champ se constitue [voir le profil (f)]. (g) Cycle d’hystérésis du champ propre, $H_s = B/\mu_0 - H_a$, à de différentes distances du bord, relevés à 24 K. Pour $B < B_{sp}$, les cycles sont asymétriques, attestant de l’effet dominant de la barrière de Bean et Livingston, pour $B > B_{sp}$ l’ancrage dans le volume s’établit. (h) Croquis expliquant la disposition des parois de domaine dans les Figures (a,c,e). Le cristal de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ est rendu en gris, l’indicateur en orange. Les lignes de champ sont indiquées en bleu, la composante de l’aimantation parallèle, M^{\parallel} , au plan s’ajuste à la composante B^{\parallel} locale. Les aprois de domaine, en dent de scie, séparent les régions d’orientation différente de M^{\parallel} dans le plan.

zone centrale du cristal [Fig. 6.2(c,d)]. C’est cette exclusion du flux qui donne lieu à la pente Meissner observable à $B \gtrsim B_{sp}$ dans un graphe de $H_s = B/\mu_0 - H_a$ [Fig. 6.2(g)]. Seulement lorsque tout l’ensemble de flux est transformé au nouvel état, stable pour $B > B_{sp}$, un nouvel état critique de Bean est établi [Fig. 6.2(e,f)]. Ces expériences permettent une détermination fine de la densité B_{sp} à laquelle a lieu la transition, à cause de l’écrantage Meissner celle-ci est très nettement inférieure à $\mu_0 H_a$.

Trempe En employant une procédure de refroidissement sous champ, on prépare une densité initiale de vortex B_i/Φ_0 , homogène, de telle manière que soit $B_i \gtrsim B_{sp}(T_{exp})$, soit $B_i \lesssim B_{sp}(T_{exp})$. On réduit la température à T_{exp} , et H_a est rapidement réduit à une valeur bien en deça de B_{sp} (typiquement 100 G - 10 mT). On observe alors une réponse électrodynamique très différente : dans le cas $B_i \gtrsim B_{sp}(T_{exp})$ le courant d’écrantage (correspondant à la distribution de flux piégé) est celui de la phase haut champ, nettement supérieur à celui observé lorsqu’au départ $B_i \lesssim B_{sp}(T_{exp})$ (voir Fig. 6.3). Dans un cliché magnéto-optique, les deux phases peuvent être facilement distinguées à cause du courant d’écrantage très

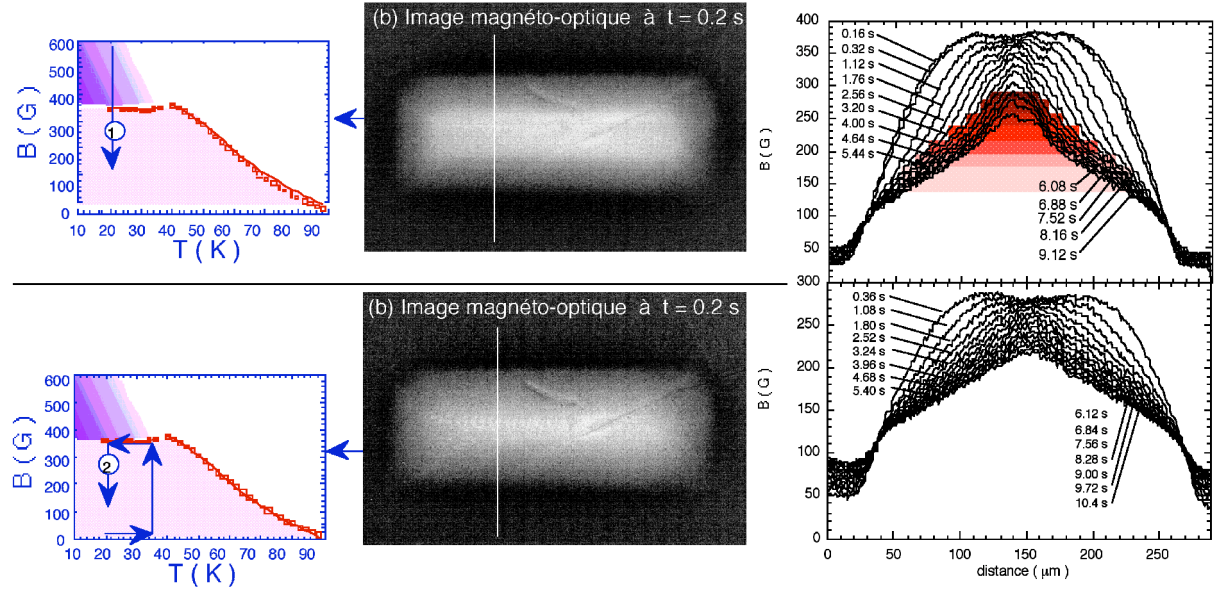


FIG. 6.3 – Expériences sondant la dépendance de l’électrodynamique des vortex sur l’histoire du système. A gauche : Protocole de l’expérience; Au centre : image magnéto-optique révélant la distribution du flux magnétique et des gradients $\partial B_z/\partial x$, $\partial B_z/\partial y$, proportionnels aux courants d’écrantage dans l’échantillon; à droite : relaxation temporelle de la distribution de flux $B_z(x)$ mesurée le long de la ligne blanche. En haut : le système a subi la transition de phase à B_{sp} ; on observe la rémanence à champ $B < B_{sp}$ de la phase désordonnée de vortex, identifiée par le grand courant d’écrantage (grand dB/dx). En bas : le système n’a pas subi la transition de phase, on n’observe que la relaxation de la distribution de flux hors équilibre dans la phase bas champ.

différent qu’elles peuvent porter. On observe ainsi une co-existence de la phase haut champ avec la phase bas champ. La reptation du flux (sortie de vortex) a pour effet que la région spatiale occupée par la phase haut champ s’amenuise au profit de la phase bas champ. La vitesse à laquelle cette transformation a lieu dépend du processus le plus lent, qui est la reptation des vortex dans la phase haut champ. Ainsi, la phase haut champ peut être sur-refroidie à des densités de flux très inférieures à B_{sp} (ce qui n’est pas sans rappeler le transport d’un iceberg dans des eaux chaudes).

Balayage rapide du champ externe Cette expérience correspond à augmenter le champ magnétique appliqué H_a à une vitesse telle que l’ancrage de flux dans la phase bas champ devient manifeste (Fig. 6.1). Dans ce cas, le profil de Bean s’affaisse également à l’approche de B_{sp} . Ceci témoigne d’une séparation spatiale nette de deux phases de vortex dans l’échantillon supraconducteur, avec l’apparition d’un courant *sur-critique* dans la phase bas-champ [162]. On peut également observer l’apparition de la phase haut champ à des inductions $B < B_{sp}$. Il s’agit là du même phénomène de sur-refroidissement décrit précédemment, car cette observation est faite uniquement lorsque l’induction magnétique sur le bord de l’échantillon, $\mu_0 H_a$, dépasse B_{sp} . Il y a donc surrefroidissement (supercooling) mais pas de sur-chauffe (superheating), exactement comme cela avait été montré pour la fusion du solide de vortex dans le $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ [75], et confirmé plus tard en ce qui concerne la fusion du réseau de vortex à de plus hautes températures [324].

Ces expériences montrent que la transition du flux associée au “second pic” ou “effet de pic” dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ est sans doute de premier ordre, et qu’elle porte toutes les caractéristiques de la transition de fusion. Couplé au fait que la position de la ligne $B_{sp}(T)$ est indissociablement liée à celle de $B_m(T)$ (Fig. 1.6), cela laisse penser qu’on a affaire à la même transition, et qu’il n’y donc pas de points critiques dans l’état mixte du $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ (pour $B \parallel c$). On note en passant que l’observation

d'une co-existence de phase à la proximité de l'effet de pic du courant critique, couplé au phénomène de sur-refroidissement de la phase haut champ, explique nombre d'expériences ou le courant critique et la caractéristique courant-tension dépendent de l'histoire du système [97, 101, 102, 103, 325, 326, 327, 328]

On a également fourni des cristaux de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ au groupe du Prof. E. Zeldov de l'Institut Weizmann en Israël. Par une méthode d'agitation des vortex avec un champ magnétique périodique, appliqué perpendiculairement au champ statique responsable pour la présence des vortex, il a été possible d'équilibrer le système de vortex sur une plage de 5 - 8 K en dessous de la température, 40 K, où le piégeage devient important. La mesure simultanée de la densité à l'équilibre des vortex a révélé le saut de densité caractéristique de la transition de 1^{er} ordre, ce qui souligne notre conclusion [329]. De plus, la ligne $B_m(T)$ marquant la transition *augmente* avec la température sur cette plage de T : il est donc possible de passer du liquide de vortex au solide en chauffant les vortex. Cette "fusion inverse" très particulière s'explique tentativement par le fait que l'entropie du liquide, mieux ancré sur les défauts cristallins à cause de la faiblesse des constantes élastiques, est plus faible que celle du solide, plus raide et donc paradoxalement plus sensible aux fluctuations thermiques [329].

6.2 Transition de 1^{er} ordre dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ sous-dopé

Une deuxième manière d'accroître le désordre dans des monocristaux de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ est de diminuer le dopage. La diminution de la teneur en O implique l'apparition de lacunes dans les plans CuO_2 supraconducteurs, tout en enlevant les atomes dopants entre les plans. On a vu dans le chapitre 3 que le sous-dopage implique une présence de défauts fortement diffuseurs dans les plans, ainsi qu'un désordre interplan - ces défauts ont également un effet important sur le piégeage des vortex et le courant

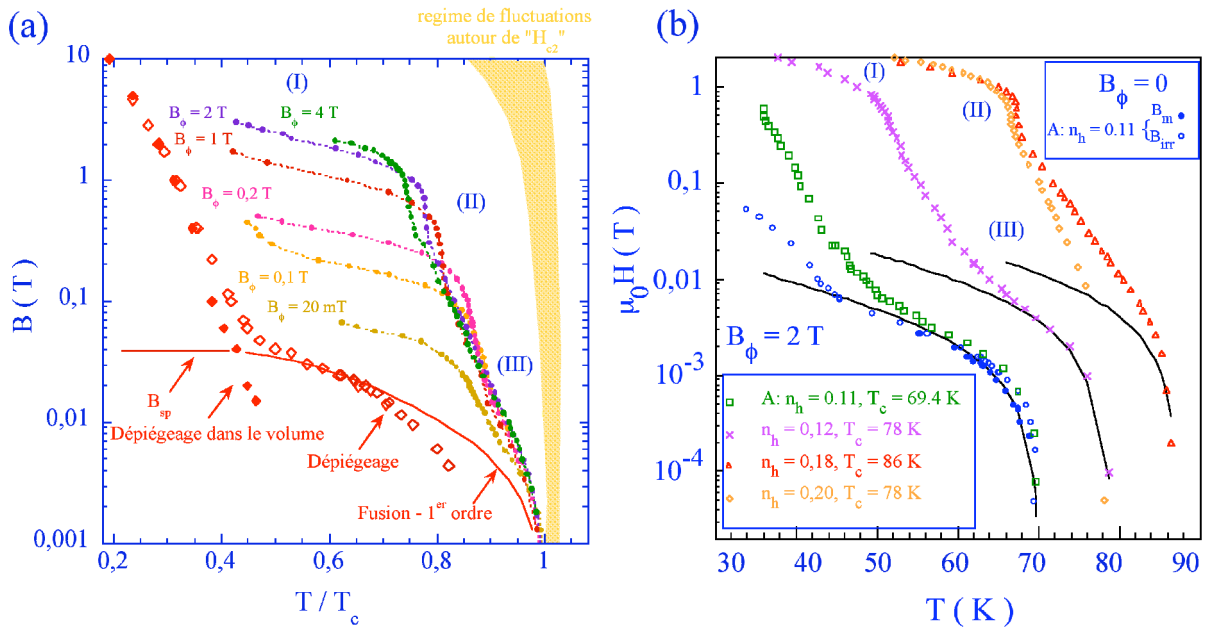


FIG. 6.4 – (a) Diagramme de phase (B, T) de l'état mixte dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ monocristallin optimalement dopé non-irradié, et irradié avec des ions Pb^{56+} de 6 GeV afin d'atteindre les champs équivalents $B_\phi = n_d \Phi_0$ indiqués; n_d est la fluence d'ions. Sont indiqués les champs d'irréversibilité $B_{irr}(T)$, déterminé par l'apparition, en refroidissant sous champ, d'une réponse électromagnétique nonlinéaire (troisième harmonique de la transmittivité, voir section 2.3). Pour le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ non-irradié, sont indiqués la ligne d'irréversibilité $B_{irr}(T)$ (\diamond), $B_m(T)$ (trait rouge), et l'avènement du piégeage dans le volume (\diamond [330]) (b) Diagramme (B, T) de l'état mixte dans des monocristaux de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ non-irradiés, et irradiés avec 1×10^{11} ions $\text{Pb}^{56+} \text{ cm}^{-2}$ ($B_\phi = 2$ T), en fonction du dopage en oxygène. Les points bleus montrent $B_{irr}(T)$ et $B_m(T)$ pour le cristal le plus sous-dopé ($p = 0,10$); les lignes pleines montrent l'emplacement de la transition à $B_m(T)$ pour tous les dopages. Les autres points indiquent $B_{irr}(T)$ pour les cristaux irradiés.

critique [156]. Néanmoins, la Fig. 4.3(a) du chapitre précédent montre que, même dans les cristaux très sous-dopés, la transition solide-liquide de vortex est très manifeste.

6.3 Introduction d'un désordre fort par irradiation avec des ions lourds

Fig. 6.4 montre que le régime de température ou le courant critique dans le volume du $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ monocristallin est non-nul se cantonne à $T \lesssim 40$ K environ. Il est évident que cela rend le matériau peu utile pour quelconque application à haute température. Dans la quête de l'amélioration de l'ancrage du flux dans les SHTc, on a procédé à l'ajout, de manière contrôlée, de défauts artificiels par irradiation avec des ions lourds de haute énergie (Section 2.6). L'irradiation du $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ avec des ions lourds de haute énergie donne lieu, sur une plage de températures intermédiaires, à une augmentation du courant persistant de plusieurs ordres de grandeur [331, 332, 333]. Le champ d'irréversibilité est, selon la fluence, également augmenté, jusqu'à plusieurs ordres de grandeur (Fig. 6.4).

6.3.1 Phénoménologie du verre de Bose pour petites densités de défauts

La modification de l'état fondamental de l'ensemble des lignes de flux et du diagramme de phases associé, en fonction de la densité de défauts colonnaires, a lieu en étapes. Pour des densités de traces inférieures à 1×10^9 ions cm^{-2} ($B_\phi = 20$ mT), la ligne d'irréversibilité, qui dans le matériau non-irradié coïncide *grosso modo*, à des températures $T > 0,5T_c$, avec la transition de 1^{er} ordre, augmente progressivement. Pour ces petites fluences, $B_{irr}(T)$ montre deux comportements : un régime de décroissance

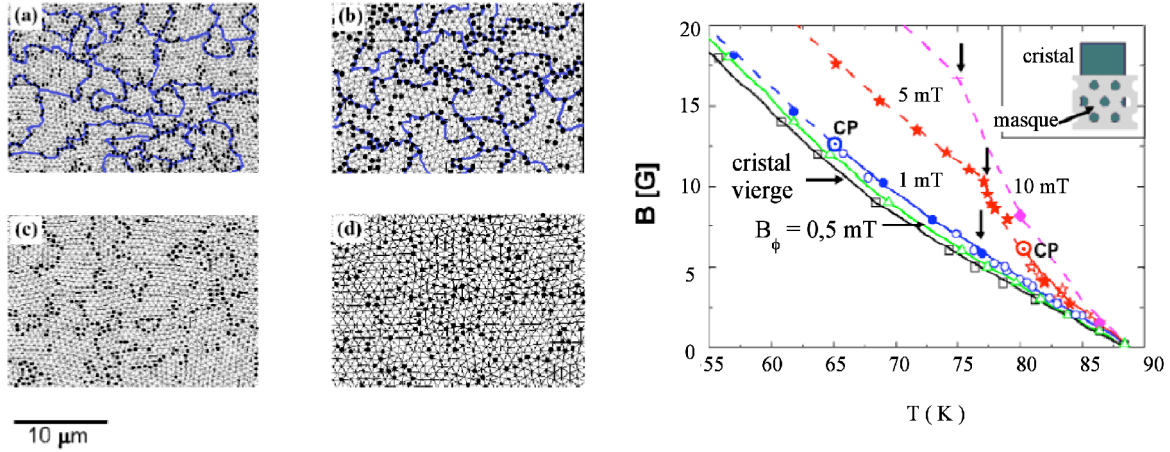


FIG. 6.5 – Résultats des expériences de Banerjee *et coll.* [94] et Menghini *et coll.* [95] sur des cristaux de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ optimalement dopés, irradiés par nos soins avec des ions Pb^{56+} de 1 GeV [voir insert du panneau (e)]. Pendant l'irradiation, les cristaux étaient couverts par des masques épais en acier inoxydable, contenant des ouvertures circulaires de $200 \mu\text{m}$ en diamètre. Seulement les zones exposées sont irradiées. On obtient ainsi des cristaux vierges de tout défaut d'irradiation, mis à part les aires circulaires contenant une faible densité de défauts colonnaires. (a) Décoration Bitter d'une zone circulaire contenant 5×10^8 traces cm^{-2} ($B_\phi = 1$ mT ou 10 G), pour une induction $B = 8$ mT (80 G); les traits bleus indiquent les joints de grains définis par les emplacements des défauts colonnaires. (b) *idem*, $B = 4$ mT (40 G); (c) Décoration Bitter d'une zone avec $2,5 \times 10^8$ défauts cm^{-2} ($B_\phi = 0,5$ mT ou 5 G), pour une induction $B = 6$ mT (60 G); (d) *idem*, $B = 3$ mT (30 G). (e) Diagramme de phases du $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ irradié avec des ions Pb de 1 GeV. Les points indiquent la ligne d'irréversibilité, observée grâce à la méthode magnéto-optique différentielle, pour différentes densités de défauts colonnaires. Les champs magnétiques où la transition est manifestement de premier ordre sont reliés par les lignes continues, au delà du champ marqué "CP" les résultats ne sont pas conclusifs (lignes interrompues) (Figures de la Réf. [17]).

linéaire en T pour des champs $B \gtrsim B_\phi$, et une chute exponentielle lorsque $B < B_\phi$ [149, 286]. Cette chute exponentielle rejoint la transition de 1^{er} ordre à l'approche de T_c .

La différente dépendance en température de $B_{irr}(T)$ pour $B \gtrsim B_\phi$ peut être reliée aux différents mécanismes de reptation des vortex dans les deux régimes, et les différentes expressions pour la résistivité qui s'en suivent. Pour $B < B_\phi$, on trouve que le mouvement des lignes de flux est décrit par l'Eq. (1.25) pour la nucléation de demi-boucles dans le verre de Bose [149, 286]. La barrière d'activation est inversement proportionnelle à la densité de courant [c'est-à-dire, à la force (1.12)], et décroît exponentiellement en fonction de la température [149, 286]. La ligne d'irréversibilité correspond à la température à laquelle la barrière d'activation a diminué au point que les lignes de flux peuvent entrer et sortir du supraconducteur réversiblement, c'est-à-dire, à la température où la densité de courant persistante est devenue expérimentalement non-mesurable [149, 286]. En revanche, lorsque $B \gtrsim B_\phi$, la barrière d'activation dépend logarithmiquement de la densité de courant, et linéairement de la température [149, 286]. On a donc affaire à un changement abrupt du mécanisme de mouvement de vortex dès que le nombre de lignes de flux est plus grand que le nombre de pièges. Pour $B < B_\phi$, c'est le taux auquel les lignes peuvent être libérés des traces qui détermine la vitesse moyenne, tandis que pour $B \gtrsim B_\phi$, c'est le mouvement de lignes de flux n'ayant pas trouvé de piège qui est déterminant.

6.3.2 Persistance de la transition de fusion

Le régime $B \gtrsim B_m > B_\phi$ a été étudié en détail par Banerjee *et coll.*, en employant des cristaux irradiés par nos soins au GANIL [94, 95] (Fig. 6.5 ; ces auteurs retrouvent le même comportement exponentiel de $B_{irr}(T)$ à haute température. Par ailleurs, il est montré que pour des fluences jusqu'à 5×10^8 ions cm^{-2} , la transition de 1^{er} ordre de l'ensemble de vortex n'est pas affectée, alors même qu'une étude parallèle fait état de la démise de l'ordre du réseau triangulaire dans cette situation [95] (Figs. 1.1c et 6.5). En effet, pour $B_\phi > B$, l'ordre positionnel du réseau est entièrement détruit ; les lignes de flux forment un solide amorphe, où c'est uniquement l'ordre positionnel dans la direction du champ qui persiste. Pour $B_\phi < B$, l'ensemble des lignes de flux forme un *polycrystal*, dont la taille des grains est déterminée par la distribution positionnelle aléatoire (distribution de Poisson) des traces latentes [17] (Fig. 6.5a-d). Cette découverte met à mal le paradigme que la transition de premier ordre dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ est remplacée par une transition continue de "dépîégeage" d'une phase vitreuse (le verre de Bose) vers

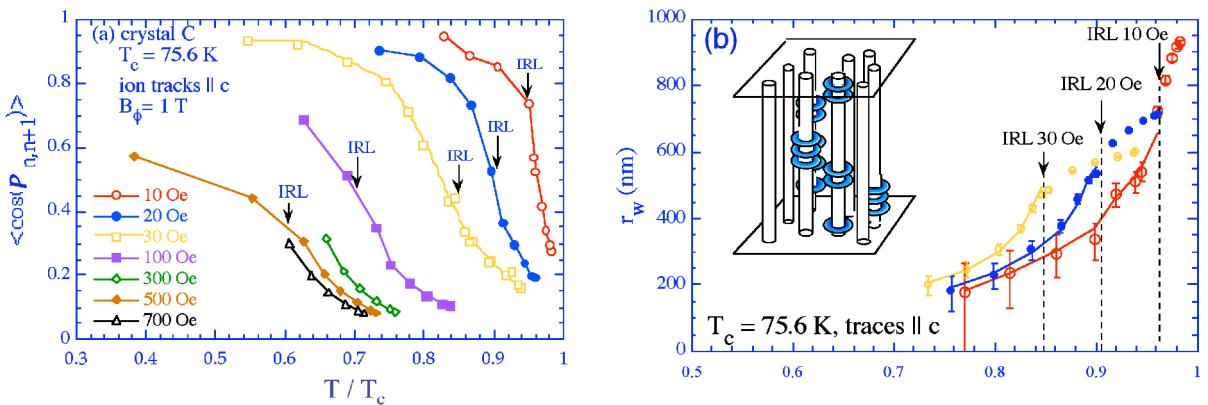


FIG. 6.6 – (a) Cosinus moyen de la différence de la phase de la fonction d'onde supraconductrice entre plans voisins, pour différents champs magnétiques H (densités de vortex), mesuré sur le monocristal de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ sous-dopé "C" irradié avec 5×10^{10} ions Pb^{56+} de 6 GeV. Les flèches indiquent la position de la ligne d'irréversibilité, T_{irr} . (b) Défaut d'alignement, ou distance moyenne d'errement des galettes, dans le même cristal, dans le solide de vortex à haute température. Les lignes vérifient l'Eq. (4.16).

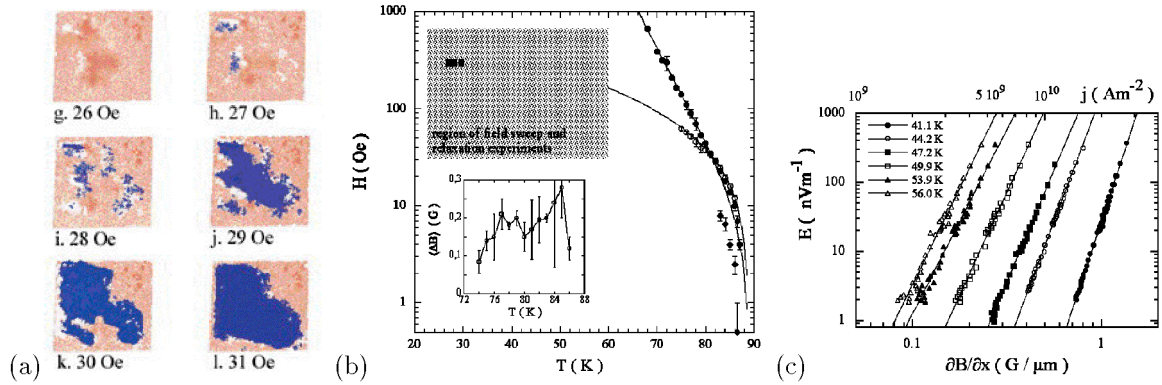


FIG. 6.7 – Transitions de phase dans un monocristal de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ irradié avec 1×10^{10} agrégats C_{60} de 30 MeV [202]. (a) Transition de 1^{er} ordre de l'ensemble des vortex. La figure, obtenue par la méthode magnéto-optique différentielle, montre la propagation du liquide de vortex (en bleu) lors de la transition, à $T = 82.0\text{K}$ (en couleurs fausses) ; (b) Diagramme de phases, avant et après irradiation, montrant la transition de premier ordre à $B_m(T)$ (\circ), la ligne d'irréversibilité $B_{irr}(T)$ (\bullet), et le champ de première pénétration des vortex (\diamond). Le rectangle hachuré indique la région où les courbes courant-tension ont été mesurés. (c) Caractéristiques courant-tension, obtenues à partir d'imagerie magnéto-optique de la relaxation de la distribution des vortex dans l'état critique de Bean, pour un champ $\mu_0 H_a = 65\text{ mT}$.

une phase liquide de vortex. Ceci est exacerbée par des irradiations de cristaux de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ très sous-dopés ($p = 0.10$), où la transition de premier ordre subsiste dans le régime de températures supérieures à 50 K même pour des fluences de 1×10^{11} ions cm^{-2} [Fig. 6.4(b)] [153]. En outre, une étude similaire à celle de la section 4.2 montre que les fluctuations thermiques des lignes de flux dans le solide de vortex des cristaux irradiés ne se distinguent en rien de celles dans le matériau vierge, et sont très bien décrits par l'Eq. (4.16), voir Fig. 6.6. La même figure montre que pour des champ plus importants, le facteur $\mathcal{C}(B, T) \equiv \langle \cos \mathcal{P}_{n+1, n}^0 \rangle$ ne suit pas la prévision $\mathcal{C} \propto B^{-1}T^{-1}$ de l'expansion à haute température [188, 272, 261], mais sature à une valeur plateau, faiblement dépendant de la température. On a donc, en présence des défauts colonnaires, un découplage en deux temps : à $B_m(T)$, les “galettes” appartenant à la même ligne de flux s'étalent, provoquant la chute de \mathcal{C} vers la valeur plateau ; puis le couplage interplan disparaît entièrement à $B_{irr}(T)$, en accord avec l'apparition de ρ_c à B_{irr} , mesurée par Doyle *et coll.* [334].

Enfin, une étude effectuée sur des cristaux optimalement dopés irradiés avec des agrégats C_{60} de 30 MeV (fluences de 5×10^9 et 1×10^{10} cm^{-2}) montrent que, même si le potentiel d'ancrage des traces latentes formés par ces projectiles est plus important que dans le cas du Pb de 6 GeV, la transition de 1^{er} ordre n'est pas affectée (fig 6.7) [202].

Ces résultats confirment de manière spectaculaire le mécanisme de la transition tel que déterminé dans le chapitre 4 : c'est l'annulation du couplage Josephson à des distances $\sim a_0$ dû aux fluctuations individuelles des lignes de flux. Les expériences [94, 95] montrent explicitement que l'ordre positionnel du réseau de vortex n'a aucune incidence sur le mécanisme de la transition : ce ne sont que les fluctuations de vortex individuels qui importent. Les manipulations [153] montrent qu'en plus, les défauts colonnaires n'affectent pas le caractère des fluctuations des lignes de flux. Pour des faibles densités de traces, les enchaînements de “galettes” effectuent des excursions dans l'espace inter-défaut, et pour des B_ϕ plus grands, les “galettes” effectuent des fluctuations sur la même distance, en profitant toutefois des positions stables offertes par la présence des défauts colonnaires (voir le chapitre 5). On s'intéresse à partir d'ici à la situation où $B_\phi \gg B_m$, dans laquelle la répartition particulière des “galettes” sur les traces amorphes détermine le diagramme de phases.

6.3.3 Grande densité de défauts - spécificité due à la nature lamellaire du matériau

Lorsque la densité de traces devient supérieure à $\sim 1 \times 10^9$ cm^{-2} , la phénoménologie du (dé-)piégeage de vortex change. Sur la partie exponentielle de la ligne d'irréversibilité [régime (III) de la Fig. 6.4], B_{irr}

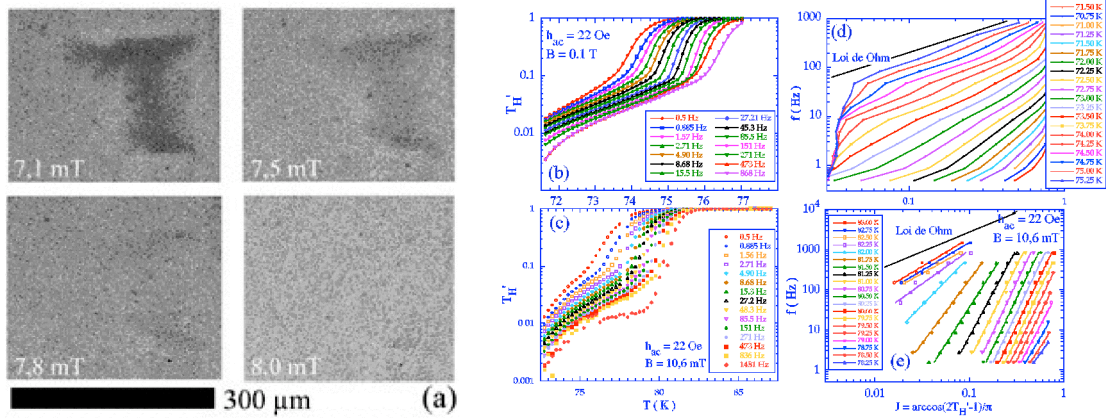


FIG. 6.8 — Réponse électrodynamique d'un cristal optimalement dopé de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, irradié avec $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ions Pb^{56+} de 6 GeV (triangles rouges dans la Fig. 6.4) (a) Suite d'images magnéto-optiques différentielles montrant la pénétration d'un champ magnétique périodique d'amplitude $h_{ac} = 1 \text{ Oe}$ et de fréquence 7,5 Hz. La distribution de flux est caractéristique de l'état critique de Bean [170, 171] : c'est donc la disparition de l'ancrage par les défauts colonnaires introduits dans le volume qui détermine la position de $B_{irr}(T)$. (b,c) Transmittivité mesurée en refroidissant sous champ, pour des champs magnétiques appliqués de (b) 100 mT et de (c) 10,6 mT. La transmittivité, mesurée par une sonde à effet Hall sous le centre de l'échantillon, correspond à l'échelle d'intensité dans (a) : 0 \equiv noir, 1 \equiv le ton le plus clair (d,e) Caractéristiques $E(j)$ (ou $V(I)$) obtenues des données (b,c) par application du protocole (2.9).

ne croît plus, même si la densité de défauts est augmentée d'un facteur 200. Cette saturation de la partie exponentielle de $B_{irr}(T)$ laisse penser qu'on atteint une limite intrinsèque au matériau $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. La pente logarithmique de $B_{irr}(T)$ dans ce régime est comparable à celle de la ligne d'irréversibilité dans le régime de forts champs et de basse températures dans le matériau non-irradié. Elle dépend du dopage en O du supraconducteur, et donc de l'anisotropie du matériau et de la densité superfluide [Fig. 6.4(b)]. Or, comme le montrent des expériences d'irradiation avec des fullerènes de 30 MeV (Fig. 6.7), $B_{irr}(T)$ ne dépend pas du rayon des traces latentes, et donc pas de l'énergie d'ancrage. A la même densité de traces où sature la partie exponentielle de $B_{irr}(T)$, un nouveau régime de T_{irr} presque indépendant de B apparaît pour $B > \frac{1}{6}B_\phi$ (régime II dans la Fig. 6.4). Enfin, on retrouve, à des champs forts, la partie linéaire de $B_{irr}(T)$ [régime (I)], dont la position est déterminée par le nombre limité de défauts. En dépit de la corrélation avec la densité de défauts, on ne saurait identifier une relation proportionnelle entre B_{irr} et B_ϕ dans ce régime, comme cela a été suggéré dans la littérature. Dans tous les régimes, la ligne d'irréversibilité correspond à la ligne de transition vers le verre de Bose telle qu'elle peut être déduite d'une analyse de la résistivité transverse, $\rho_\perp(T)$, dans le cadre de l'Eq. (1.32) [288, 334].

L'analyse de l'aimantation réversible de ces cristaux, présentée dans le chapitre 5, montre qu'à la base du comportement spécifique de $B_{irr}(T)$ pour des fluences plus importantes il y a le différent taux d'occupation des défauts colonnaires par les lignes de flux, et le changement de la dynamique des lignes de flux qui s'en suit :

- Pour des champs $\mu_0 H_a < \frac{1}{6}B_\phi$, le grain entropique engendré fait que les galettes appartenant à la même ligne de flux se dispersent sur différentes traces amorphes (et fluctuent entre elles). A la ligne d'irréversibilité, le système transite vers un liquide où les “galettes” s'arrangent toujours pour occuper les traces amorphes, mêmes s'ils sont très mobiles [200, 294]. Le mouvement de lignes de flux se fait par sauts de “galettes” entre les sites le plus favorables (les traces, ou groupes de traces), une situation qui n'est pas sans rappeler le transport par sauts (“hopping”) dans les semi-conducteurs dopés.
- Pour $\mu_0 H_{int} \sim \frac{1}{6}B_\phi < \mu_0 H_a \lesssim B_\phi$, les galettes constituant chaque ligne de flux sont contraints par l'interaction avec les lignes de flux voisins d'occuper un seul et le même défaut colonnaire, d'où la diminution de la contribution entropique à l'énergie libre et l'augmentation de M_{rev} . Ce changement entraîne un “recouplage” des plans, car les errements des lignes de flux entre traces différentes sont réduits au point que la fréquence de Résonance de Plasma Josephson *augmente*, dans la phase

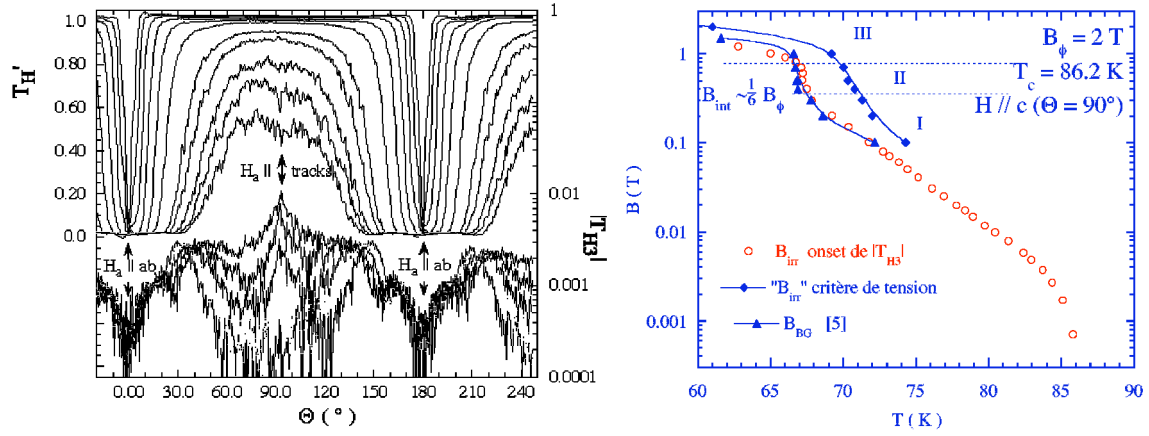


FIG. 6.9 – (b) Dépendance de la transmittivité du même cristal de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ que dans les Figs. 6.4 et 6.8, mesurée avec un champ magnétique périodique d'amplitude $h_{ac} = 1 \text{ Oe}$ et fréquence 171 Hz , sur l'orientation du champ statique H_a . Les tracés correspondent à des températures allant de $79,0$ à $75,0 \text{ K}$, avec un pas de $1,0 \text{ K}$, de $75,0$ à $73,5 \text{ K}$ (pas de $0,5 \text{ K}$), et de $73,2$ à $72,4 \text{ K}$ (pas de $0,2 \text{ K}$). La partie supérieure de la Figure montre la fondamentale T'_H , tandis que la partie inférieure montre $|T_{H3}|$. On aperçoit clairement l'écrantage plus important lorsque le champ magnétique statique est orienté avec les plans ab du composé, comme lorsque qu'il est orienté parallèlement aux défauts colonnaires. On s'aperçoit que la dépendance angulaire due à la présence des défauts disparaît à la même température que $|T_{H3}|$, c'est à dire, à T_{irr} . (b) comparaison de nos données pour la ligne d'irréversibilité avec les résultats de mesures de la résistivité mesurée par Seow *et coll.* [334, 288] sur un cristal de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ au même taux de dopage (même T_c) et contenant la même densité de traces amorphes. On remarque que la résistivité ρ_\perp devient trop petite pour être mesurée avec une méthode 4-points à une température nettement plus élevée que $T_{irr}(B)$. En revanche, la ligne d'irréversibilité correspond à la ligne de transition vers le verre de Bose telle que déduite par les auteurs [334, 288] en extrapolant l'Eq. (1.32).

solide comme dans la phase liquide [297, 298, 299]. La mobilité des vortex est également réduite dans les deux phases, à cause du peu de pièges disponibles. Cela se traduit dans la phase solide par une augmentation du courant persistant (diminution du taux d'activation thermique des lignes de flux) [335], avec une répercussion directe sur la forme de la ligne d'irréversibilité, $T_{irr}(B)$. Dans le liquide de vortex, le "recouplage" est accompagné d'une augmentation de la conductivité axe c [301].

- On a vu que pour les faibles densités de pièges, $B_\phi \ll B_{cr}$, le grain d'entropie trop faible interdit les fluctuations de lignes de flux entre différentes colonnes. Lorsque $H_a > H_{int}$, certaines lignes de flux sont donc contraints à quitter les pièges. Le couplage axe c se trouve diminué à cause de la présence de ces vortex interstitiels - dont la mobilité détermine également les propriétés électrodynamique du supraconducteur irradié. Pour des grandes densités de pièges, on retrouve ce régime (I) seulement pour $B \gtrsim B_\phi$.

Lorsque la densité de pièges est grande, les caractéristiques courant-tension suivent des lois de puissance, $E \propto j^a$ (voir Fig. 6.8), où a dépend linéairement de la température, dans les trois régimes. Cela equivaut à une barrière d'activation dépendant logarithmiquement de la force sur les vortex, ou encore, sur l'écart d'une "galette" de sa position d'équilibre. Seul l'ampleur et la valeur $\partial a / \partial T$ changent d'un régime à un autre. En outre, la dynamique des lignes de flux reste manifestement anisotrope. Dans les régimes (II) et (III), on observe que la dynamique du flux est nettement plus lente lorsque le champ magnétique est aligné avec la direction des colonnes (Fig. 6.9). La dépendance angulaire de l'écrantage due à la présence des défauts colonnaires disparaît exactement à T_{irr} . On a donc un comportement de lignes corrélées pour $T < T_{irr}(B)$, et un comportement quasibidimensionnel de "galettes" individuelles à $T > T_{irr}(B)$ - comportement qui s'explique par la difficulté d'éloigner une galette de ses voisins constituant la même ligne de flux, et non par l'état à l'équilibre des vortex piégés [289] (voir section 5.3.1).

6.3.4 Limite de $B_{irr}(T)$ à faibles champ : déliaison de défauts topologiques dans le réseau de vortex

L'anisotropie des propriétés de transport induits par la présence des traces amorphes montre que, bien que la transition à B_m rende inefficace le couplage Josephson à courtes distances $\sim a_0$, ce couplage est toujours présent et important à plus grandes distances. Cela va de soi pour des densités de défauts $n_d \ll \lambda_J^{-2}$ ($B_\phi \ll B_{cr}$) – le mouvement de galettes d'une trace à une autre nécessite la création d'une section de vortex Josephson pleinement développée [336]. La phénoménologie des propriétés dynamiques correspond par ailleurs au dépiégeage de lignes continues [149, 286] décrit par l'Eq. (1.25). Or, même pour des densités de traces plus importantes, le découplage des plans à B_m , menant à la perte de cohérence de phase et l'avènement du liquide de vortex dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ non-irradié, est *incomplet*, comme en témoigne l'évolution du facteur \mathcal{C} en fonction du champ (Fig. 6.6). Ceci ressemble en quelque sorte à la situation dans les cristaux non-irradiés à basse température, où la transition du "second pic" mène le système de vortex vers la phase liquide, mais avec une dynamique très lente à cause de l'ancrage des lignes de flux [136]. Même si le mouvement des galettes est diffusif, l'échelle de temps sur lequel ce mouvement a lieu est d'un ordre tel que le matériau paraît comme étant supraconducteur. Il existe donc un mécanisme qui limite la diffusion des galettes à travers le système de pièges colonnaires pour $B > B_m$.

La première possibilité est qu'il n'y a pas de verre de Bose dans les supraconducteurs lamellaires. Bien que la diffusion des galettes soit très lente, les lignes de flux ne sont pas localisées. Dans ce cas, la résistivité en dessous de $B_{irr}(T)$ devrait saturer à une valeur constante pour $j \rightarrow 0$, et la dépendance angulaire de l'écrantage disparaître pour $f \rightarrow 0$. La transition de recouplage constituerait dans ce cas une véritable transition de phase, comme cela a été suggéré par Kosugi *et coll.* [298]. Les données de la Fig. 6.8 montrent une non-linéarité qui, même si elle est faible, est en désaccord avec ce scénario. De plus, comme en témoignent la JPR (Fig. 6.6) et le comportement de σ_c mesurée par Doyle *et coll.* [334], la ligne d'irréversibilité représente manifestement une ligne de découplage des plans.

Une deuxième possibilité est que la diffusion des galettes est empêchée par les fluctuations rares du potentiel d'ancrage : pour $B \ll B_\phi$, les lignes de flux sont localisées dans des regroupements de traces présentant un emplacement énergétiquement favorable [337, 338]. Cette situation est comparable à la localisation de Lifshitz des porteurs de charge dans un semiconducteur dopé, avec un désordre dans l'amplitude du potentiel présenté par les atomes dopants individuels [339, 340]. Le dépiégeage, et donc la ligne d'irréversibilité, est déterminé par la partie de la distribution $\nu(E) \sim \nu_0 \exp(-2.9ET^2/\tilde{\epsilon}l\gamma_U)$, correspondant aux particules les plus faiblement piégées. γ_U est la variance du potentiel U_0 , et est déterminé par des fluctuations de densité des traces, celles de leur rayon, ou celle de la variation locale de λ_{ab} provoquée par leur présence (section 5.3). La ligne d'irréversibilité correspond à l'égalité de la plus faible énergie d'an-

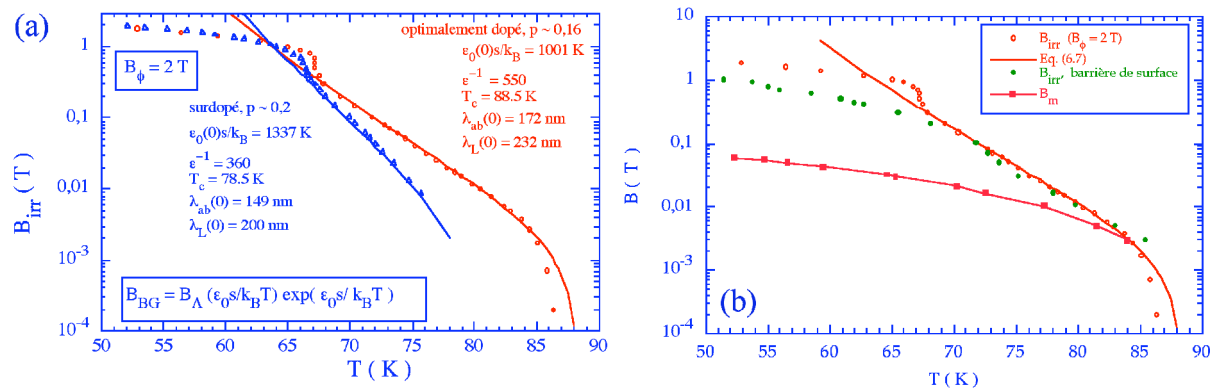


FIG. 6.10 – (a) Description de la ligne d'irréversibilité du $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ contenant des défauts colonnaires amorphes dans le cadre du modèle de déliaison d'interstitiels-lacunes, Eq. (6.6) [200]. (b) comparaison de la ligne d'irréversibilité telle qu'occasionnée par la présence des défauts colonnaires amorphes, avec le champ limite d'efficacité de la barrière de surface [343].

cage E_m , déterminé par $n_v = \int_{-\infty}^{E_m} \nu(E) dE$. Le résultat [338], $B_{irr}(T) \sim (\Phi_0 T^4 / \gamma_U \tilde{\epsilon}_1^2) \exp(T^3 / \gamma_U \tilde{\epsilon}_1)$, a la bonne dépendance en température, mais ne rend pas compte de la dépendance sur le degré de dopage du $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, ni du fait que la ligne d'irréversibilité expérimentale ne dépend pas des particularités du potentiel d'ancrage.

Enfin, on considère la possibilité que la diffusion des galettes est limitée par les interactions avec les autres galettes, constituant soit la même, soit les autres lignes de flux. La description du mouvement des galettes devient alors analogue à celui d'interstitiels dans le réseau bi-dimensionnel de flux dans le même plan, dont le mouvement est limité par l'interaction avec la lacune laissée derrière [25, 238, 236]. La situation est donc identique à celle dans le matériau non-irradié, à ceci près que les positions admises des galettes correspondent aux emplacements des défauts colonnaires ; cela n'est guère contraignant, vu que l'on décrit la limite $B_\phi \gg B$. La ligne d'irréversibilité correspond alors à la déliaison de paires interstitiel-lacune (section 4.1) [236, 92].

Si l'on suppose que le couplage Josephson est entièrement absent, la ligne d'irréversibilité sera alors décrite par l'Eq. (4.6). Le rôle des défauts colonnaires est de renforcer le potentiel de "substrat", caractérisé par la constante de rappel α_s . Par conséquent, le champ de transition de déliaison topologique est augmentée : $B_{irr}(T) \approx (\mu_0 \alpha_s \lambda_{ab}^2 / \Phi_0) [1 - (T/T_{BKT})]^2 / [1 - (T/T_c)]^2$. On constate que ce modèle ne reproduit pas la bonne dépendance en température, et introduit une dépendance linéaire sur le potentiel des traces à travers le paramètre α_s .

Il est donc impératif de prendre en compte le couplage Josephson. La transition de déliaison est donnée par l'Eq. (4.8),

$$B_{irr}(T) = B_\Lambda \left(\frac{\tilde{\epsilon}_0 s}{k_B T} \right) \exp \left(\frac{\tilde{\epsilon}_0 s}{k_B T} \right), \quad (6.6)$$

où le rôle de défauts colonnaires est d'augmenter l'énergie de cœur des dislocations, apparaissant dans l'exposant : le piègeage empêche la relaxation du réseau de vortex [238, 236]. L'expression (6.6) donne une très fidèle description de la ligne d'irréversibilité dans le régime (III) de vortex individuels : elle rend compte à la fois de la dépendance en température, et notamment du fait que la pente logarithmique $\partial \ln B_{irr} / \partial T$ est comparable à la partie basse température de $B_{irr}(T)$ *en absence* de défauts colonnaires ; de la dépendance sur le degré de dopage ; et de l'indépendance sur les paramètres du potentiel d'ancrage. De plus, le mécanisme de déliaison rend naturellement compte des caractéristiques $I(V)$ en loi de puissance. La déliaison de paires interstitiel-lacune induit par courant devrait occasionner une dépendance $V \sim I^{(2\epsilon_0 s / k_B T)-1}$, ce qui est vérifié par les expériences [202].

On conclut que les propriétés de transport et la ligne d'irréversibilité dans le régime de faibles champs et de grande densité de défauts ($B_\phi \gg B > B_{cr}, B_m$) sont déterminés par la capacité du réseau de vortex d'admettre des défauts topologiques en son sein. La transition du "verre de Bose" dans un supraconducteur lamellaire est donc pilotée par la compétition entre l'entropie engendrée par la déliaison de paires de défauts (libération de galettes d'une ligne de flux) et le coût d'énergie élastique que ceci représente. Il est important de réaliser que la manière par laquelle les traces agissent sur le système est en induisant un durcissement de l'ensemble des vortex. C'est de cette manière que la prolifération spontanée de défauts topologiques libres qui caractérise le liquide de vortex, et leur propagation [113] est empêchée dans toute la partie du diagramme de phase rendu "irréversible" par l'irradiation. La prolifération de défauts libres à $B_{irr}(T)$ signifie que le liquide est, comme toujours, une phase enchevêtrée de vortex, avec une résistivité $\sim \exp(-\epsilon_0 s / k_B T)$, proportionnelle à n_l .

Il est amusant de comparer le champ limite d'efficacité des défauts colonnaires au champ limite auquel la barrière de surface [28] opposant l'entrée de vortex est pertinent. Une fois le champ de première pénétration franchi, la hauteur de la barrière de surface est déterminée par la capacité du réseau de vortex présent dans l'échantillon à admettre le vortex suivant [341, 342]. Si la création de défauts topologiques peut se faire à coût d'énergie libre nul, le réseau est arbitrairement déformable et la barrière de surface disparaît. On observe que le champ où cela a lieu [343] correspond bien au champ auquel les défauts colonnaires perdent leur efficacité.

6.3.5 Transition liquide de vortex - verre de Bose pour $B > B_{int}$

Dans le régime (II), toutes les galettes constituant la même ligne de flux sont contraint d'occuper la même trace. Dans ce régime, il n'y a pas donc pas de traces a priori disponibles permettant le mouvement des vortex ; ceci correspond à la formation d'une bande interdite de type Coulombienne dans la distribution des énergies des vortex [139, 140, 141, 345], avec une annulation de la densité d'états suivant

$$g(\varepsilon) = K|\varepsilon - \mu|^s \quad (6.7)$$

Dans un supraconducteur continu, le transport dans la phase solide est déterminé par le mécanisme de saut de crans à portée variable, Eq. (1.26). Dans un supraconducteur lamellaire ou bi-dimensionnel, les courbe courant-tension seront des lois de puissance avec un exposant directement déterminé par s .

La transition vers le liquide de vortex est atteinte lorsque la largeur de gap devient comparable à la température. Taüber et Nelson [140] trouvent que la largeur du gap ne dépend que très faiblement du taux de remplissage des pièges - ceci explique l'indépendance en champ de T_{irr} dans ce régime. Par contre, le gap se referme lentement si l'on diminue l'interaction inter-vortex, caractérisé par le paramètre B_ϕ/B_λ , ce qui est contraire aux résultats expérimentaux. En revanche, Taüber et Nelson [140] notent que dans la gamme de paramètres pertinents, $\lambda n_d^{1/2} \gtrsim 4 - 5$, il n'y a plus d'évolution du gap jusqu'à une interaction à portée infinie.

6.4 Lien avec la transition vers le verre de Bose dans un supraconducteur tri-dimensionnel

Dans le chapitre 5, on a trouvé que dans le supraconducteur tri-dimensionnel anisotrope $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ également, une fraction importante des lignes de flux, ou de sections de lignes de flux, reste fortement piégée sur les défauts colonnaires à des températures bien au-delà de la transition du verre de Bose, si l'on identifie celle-ci avec la ligne d'irréversibilité. En effet, on remarque une influence importante des défauts sur les propriétés thermodynamiques du supraconducteur, jusqu'à l'avènement de l'état normal,

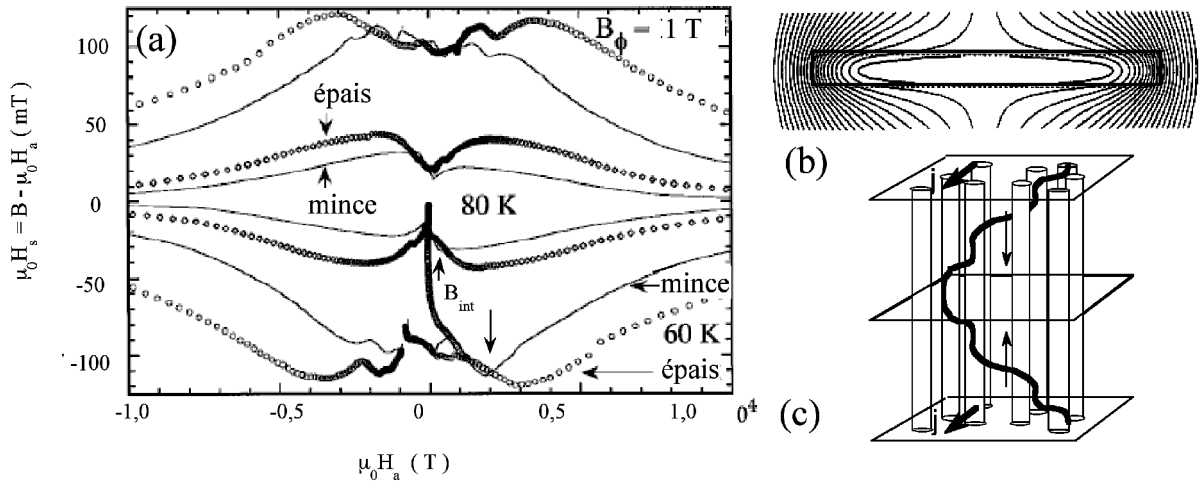


FIG. 6.11 – (a) Cycles d'hystérésis magnétique du champ propre H_s , mesurés sur la surface d'un cristal de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ irradié avec 5×10^{10} ions Pb^{56+} de 6 GeV (tel qu'utilisé dans la Réf. [346]). On repère le champ d'interaction B_{int} comme celui où apparaît une dépendance de H_s sur l'épaisseur du cristal, et donc de l'apparition d'un courant critique dans le volume. Ceci correspond à la remontée de la largeur du cycle à bas champ (en analogie avec celle mesurée dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ [335]). (b) Lignes de champ autour d'un ruban supraconducteur de section rectangulaire, au rapport épaisseur / largeur de 0,1 - comparable au cristal utilisé - pour champs successifs (d'après la Réf. [347]). (c) Configuration adoptée par une ligne de flux lors de la pénétration de l'échantillon, dans le cas où le courant critique est dû à la présence de défauts colonnaires.

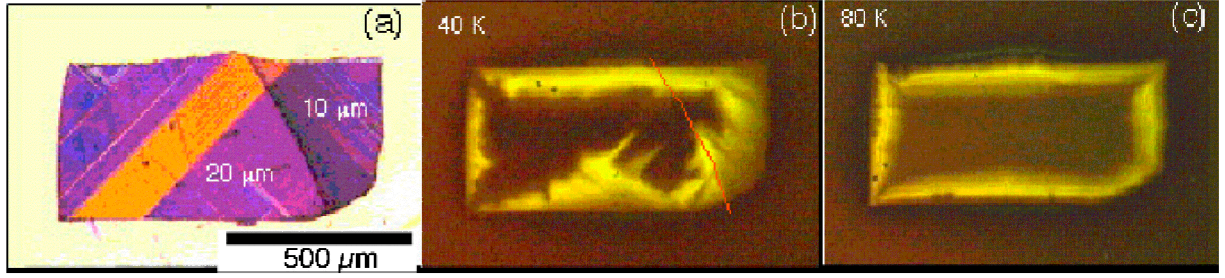


FIG. 6.12 – (a) Image en lumière polarisée du cristal d’YBa₂Cu₃O_{7-δ} utilisé pour les mesures de la Fig. 6.13. Le cristal comporte deux parties, épaisses de 20 et de 10 μm. (b) Image magnéto-optique du flux magnétique rémanent dans le cristal vierge après application et annulation d’un champ magnétique appliqué $H_a = 50$ mT à 40 K. Le flux a manifestement pénétré le long des macles; néanmoins, il est clair que la longueur sur laquelle le flux a pénétré est beaucoup plus grande dans la partie mince que dans la partie épaisse, en conformité avec ce qui est attendu du modèle de bean [171, 347]. (c) Image du flux rémanent dans le cristal irradié ($B_\phi = 2$ T) après application et annulation de $H_a = 50$ mT à 80 K. On ne voit plus aucune trace de la marche entre la partie mince et la partie épaisse du cristal - la longueur de pénétration ne dépend pas de l’épaisseur du cristal, ce qui indique que le courant d’écrantage est concentré dans une couche surfacique [346]

même à 6 T. Comme dans le Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+δ}, on est donc contraint d’admettre que la transition supraconductrice n’est pas une transition de dépiégeage, mais une transition de délocalisation des vortex.

La description de nos données de la section 5.4 montre que la quasi-totalité de la ligne d’irréversibilité dans le YBa₂Cu₃O_{7-δ} irradié se situe dans le régime de $B > B_{int}$. Ainsi, le mécanisme de délocalisation pourrait, par exemple, être le seul mouvement des vortex interstitiels (non-piégés par une trace amorphe) [312, 313] où encore le glissement thermiquement activé de vortex le long de joints de grains du réseau de flux [95, 17]. Néanmoins, on trouve dans le comportement électromagnétique de l’YBa₂Cu₃O_{7-δ} irradié des points saillants qui indiquent l’existence d’au moins l’analogie directe du régime (II) observé dans le Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+δ}.

La Fig. 6.11 montre des cycles d’hystérésis magnétique mesurés sur la partie épaisse d’un cristal de YBa₂Cu₃O_{7-δ} ($T_c = 92$ K), irradié avec 5×10^{10} ions Pb⁵⁶⁺ de 6 GeV ($B_\phi = 1$ T). Le cristal comporte également une partie mince, d’épaisseur deux fois plus petite. On observe deux comportements en fonction du champ magnétique appliqué : à faible champ, le champ propre H_s croît en fonction du champ - dans ce régime l’indépendance de H_s en épaisseur indique que le courant circule uniquement en surface de l’échantillon [346]. A des champs plus élevés, H_s diminue en fonction du champ et dépend de l’épaisseur, ce qui signifie que le courant d’écrantage est réparti dans le volume du cristal. Le champ délimitant les deux régimes est répertorié pour deux densités de traces dans la Fig. 6.13b. La dépression du courant d’écrantage à faible champ est une observation générale à tous les cristaux irradiés de YBa₂Cu₃O_{7-δ} (voir, par exemple, Réf. [348]) ; l’indépendance en épaisseur se vérifie pour différents échantillons [346].

Ces résultats sont compris par l’effet démagnétisant des cristaux SHTc, généralement des plaquettes minces à section rectangulaire. Dans le cas où ces cristaux supraconducteurs présentent un piégeage de flux, et donc un courant critique fort, la première pénétration des vortex est accompagné d’une forte courbure (voir Réf. [347] et Fig. 6.11b). Le courant d’écrantage $\mathbf{j} = \mu_0^{-1} \nabla \times \mathbf{B}$ est porté à la fois par la variation de la densité des vortex, comme par leur courbure ; par exemple, pour un ruban occupant $|x| < W/2$, $|z| < d/2$, infini dans la coordonnée y , et soumis à un champ magnétique $\parallel z$, le courant d’écrantage $j_y = \mu_0^{-1} (\partial B_x / \partial z - \partial B_z / \partial x)$. Dans le cas où le courant critique est dû à la présence de défauts amorphes $\parallel z \parallel H_a$, avec une forte anisotropie du piégeage [348, 349, 350, 351], un paradoxe apparaît : un piégeage des lignes de flux par les traces implique un fort courant d’écrantage et une forte courbure des lignes, ce qui, à son tour, annulerait le courant critique. Les lignes de flux adoptent alors la configuration de la Fig. 6.11c : des sections piégées reliées par des crans. Le transport de flux (la pénétration des vortex) a lieu par la nucléation de crans aux deux surfaces du cristal, ce qui explique l’indépendance en épaisseur de H_s (Fig. 6.11a et Réf. [346]). Le courant en volume est nul, car il n’y rien qui arrête le glissement de crans vers l’intérieur ; et on assiste alors à la reptation “super-rapide” observé

par Thompson *et coll.* [353]. La nucléation de crans est sensible à la topologie précise des surfaces [346]; de plus, l'application d'un champ oblique privilégie la nucléation sur un bord seulement, ce qui donne lieu à des répartitions de vortex asymétriques dans le cristal [346, 352].

Les limites de ce régime de piégeage de surface par les défauts colonnaires sont déterminées par les mécanismes qui peuvent empêcher le glissement des crans. On compte le piégeage de fond dû à la présence de défauts ponctuels, l'occupation progressive des traces à l'approche du champ d'interaction (5.17), et la dispersion des propriétés des traces amorphes, que ce soit des fluctuations de densité [337], des fluctuations de diamètre, ou encore des fluctuations de l'angle ("splay"), menant à un enchevêtrement forcé des lignes de flux [354, 355].

L'arrestation par un piégeage de fond explique bien la dépendance en température de l'ancrage de flux mesuré à travers le moment magnétique irréversible de l'YBa₂Cu₃O_{7- δ} irradié aux ions lourds [356, 353]. On observe effectivement une remontée exponentielle du courant critique à une température d'environ 40 K, qui est la limite supérieure d'un piégeage efficace par défauts ponctuels dans ce matériau également [359]. Cette même température signale la disparition du creux dans les cycles d'hystérésis à faible champ [358]. Or, le piégeage par défauts ponctuels ne peut expliquer le comportement en fonction du champ. On assisterait alors, comme dans le Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+ δ} irradié, à la présence du "phantome" de la transition de premier ordre du réseau de vortex faiblement ancré à la phase solide fortement ancré (l'effet de pic ou "fishtail", Fig. 2.4) [326, 327, 328], même dans les cristaux contenant des défauts colonnaires.

L'approche du champ d'interaction (5.17) parait une piste plus raisonnable pour décrire le comportement en fonction du champ magnétique. Lorsque celui-ci croît, la nucléation de crans entre deux traces différentes, à la surface de l'échantillon supraconducteur, devient de plus en plus difficile en raison de la probabilité réduite de trouver des traces libres, ceci dans l'esprit du gap dans la densité d'états (6.7) proposé par Taüber, Nelson, et Wengel [139, 140, 141, 345]. Ceci se fait ressentir sur la barrière d'activation effective mesurée par des expériences de reptation magnétique, comme en témoignent les résultats [353] où l'on trouve un bon accord avec l'Eq. (1.26). Au champ d'interaction (5.17), le processus de nucléation de crans est court-circuité par la pénétration de (sections de) vortex ne pouvant s'accomoder sur quelconque trace. A ce moment, le courant d'écrantage est maximal; puis il amorce sa descente. Le piégeage devient piégeage de volume, car le mouvement de flux à l'intérieur du cristal est maintenant limité par l'interaction entre sections piégés et non-piégés de lignes de flux différentes. A fort champ,

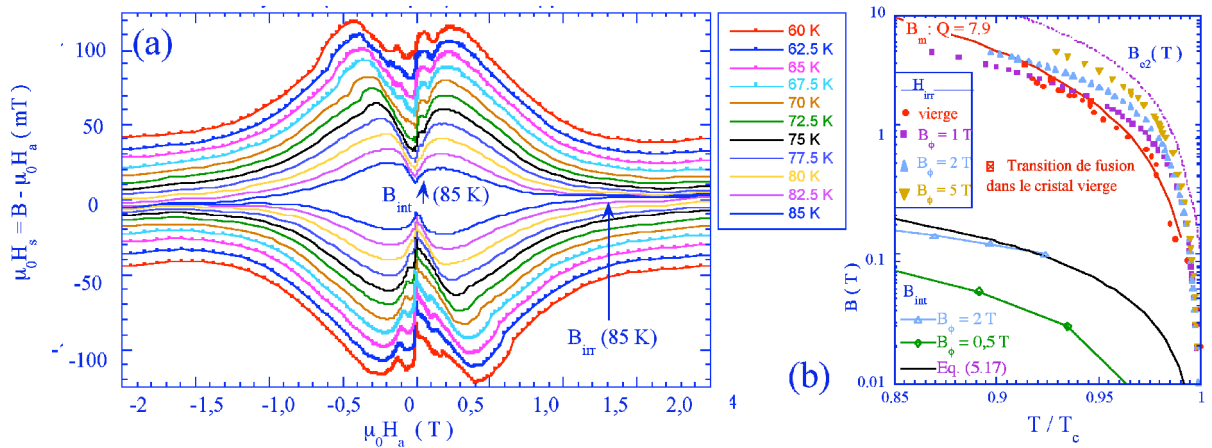


FIG. 6.13 – (a) Evolution en température des cycles tels que montrés dans la Fig. 6.11. A part le champ d'interaction B_{int} , on repère également le champ d'irréversibilité B_{irr} à partir de la fermeture du cycle d'hystérésis. (b) diagramme de phase dans le plan (B, T) de la matière de vortex dans le YBa₂Cu₃O_{7- δ} irradié aux ions lourds de haute énergie, dans lequel on répertorie la ligne d'irréversibilité $B_{irr}(T)$ pour un cristal vierge et 4 densités de traces amorphes, ainsi que le champ d'interaction $B_{int}(T)$ pour les deux densités de traces. La ligne continue indique le champ d'interaction attendu à partir de l'Eq. (5.17), la ligne en pointillés indique le deuxième champ critique obtenu à partir des données du couple magnétique de la section 5.4.

les lignes de flux sont presque droites et le courant critique décroît de manière exponentielle [360, 200]. Le régime de remontée de H_s à faible champ dans les Figs. 6.11 et 6.13 est donc l'analogie du régime (II) dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, décrit plus haut (section 6.3.5), et le régime fort champ l'analogie du régime I (comme déduit dans la section 5.4). Si l'on part de cette hypothèse, et que l'on identifie le champ magnétique à partir duquel une dépendance en épaisseur de l'écrantage apparaît comme B_{int} , on obtient la courbe de la Fig. 6.13b, en très bon accord avec la prévision théorique (5.17). Nos résultats pour B_{int} contredisent ceux des Réf. [356, 353], qui présentent des données représentant la limite du piégeage de flux par des défauts ponctuels, tout comme la Réf. [357], qui propose $B_{int} \neq B_{int}(T)$. La transition d'un courant de surface vers un courant de volume entraîne la disparition de l'asymétrie des profils de flux ; ceci a été interprété faussement par Itaka *et coll.* comme la disparition de la cohérence à longue distance de la phase supraconductrice [352].

Une autre faiblesse du modèle du "verre de Bose" est le problème de dépiégeage lorsque le champ magnétique est appliqué à un angle non-nul par rapport aux défauts colonnaires, c'est-à-dire, par rapport à l'axe d'anisotropie induit par le désordre corrélé. Dans ce cas, les lignes de flux forment également une structure en crans entre traces voisines [351, 361], crans qui, dans un régime de piégeage individuel, peuvent glisser le long de l'axe d'anisotropie sans résistance aucune. On a alors de nouveau un transport effectif de flux dans la limite d'un courant électrique (force) arbitrairement faible, un courant critique nul, et la destruction de la supraconductivité. Pourtant, une étude effectuée conjointement avec la Kungl Tekniska Hogskolan de Stockholm sur la conductivité sous champ de l' $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ monocristallin irradié avec des ions lourds montre qu'une transition vers l'état supraconducteur existe bel et bien sous ces conditions [361]. Les mécanismes pouvant resusciter le verre de Bose sont les mêmes que détaillés ci-dessus : le piégeage de fond par des défauts ponctuels ; le remplissage complet des traces ; une dispersion des diamètres ou des angles des traces ; ou encore, un enchevêtrement des lignes de flux. Dans l'optique de notre conclusion que la transition vers le verre de Bose dans le $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ se situe au delà du champ d'interaction, il semble que ce soit de nouveau la difficulté de nucléer des crans aux surfaces de l'échantillon à cause du manque de traces disponibles qui détermine la dynamique de flux. En effet, la transition est la plus robuste lorsque la densité de vortex avoisine celles des défauts, ainsi que pour des angles entre 15° et 65° . Ces conditions correspondent à celles où la compétition entre lignes de flux pour le même piège est la plus forte.

6.5 Conclusions

Dans ce chapitre, on a exploré comment l'ajout de désordre cristallin modifie le diagramme de phases de la matière de vortex dans un supraconducteur lamellaire, de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. L'ajout de défauts cristallins augmente le désordre positionnel et orientationnel du réseau de vortex, mais, de manière surprenante, n'affecte que partiellement le diagramme de phases. On considère trois manières d'augmenter le désordre.

Premièrement, diminuer la température signifie que les défauts pré-existants commencent à jouer un rôle en tant que centres d'ancrage. Le courant persistant dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ monte exponentiellement en abaissant la température en dessous de 30 K, avec un impact important sur le réseau de vortex. Néanmoins, on trouve que la transition de premier ordre qui caractérise le diagramme de phase de la matière de vortex persiste en présence de cet ancrage, même si elle est révélée de manière différente : par un pic du courant d'écrantage, accompagné par un hystérésis géant dû au sur-refroidissement de la phase liquide. On a également constaté que l'introduction d'un désordre sur les sites des atomes d'oxygène dans les plans CuO_2 comme dans les couches cationiques par le sous-dopage du matériau n'affecte pas le diagramme de phases de la matière de vortex.

L'introduction de défauts colonnaires amorphes introduits par irradiation avec des ions lourds de haute énergie ne semble pas non plus effacer la transition de premier ordre dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. On trouve, tant pour des faibles densités comme pour des fortes densités de défauts, des indications précises que les fluctuations menant à la transition de premier ordre ne sont pas affectés dans le solide de vortex. Des manipulations effectués en collaborations avec nos collègues Israéliens de l'Intitut Weizmann

[94] et Argentins du Laboratorio de Bajas Temperaturas du Centro Atomico de Bariloche [95] montrent que l'ordre positionnel des vortex dans la phase solide n'est pas une condition préalable pour l'existence de la transition de premier ordre, ce qui confirme notre interprétation en termes d'une transition de découplage (chapitre 4).

Par contre, la présence de défauts colonnaires amorphes modifie profondément la phase liquide de vortex. La présence des défauts colonnaires empêche la diffusion des lignes de flux, en introduisant un durcissement de l'ensemble des vortex (les galettes constituant les lignes de flux sont cantonnées aux seuls emplacements des traces), cela dans l'esprit de la phase "isolant de Mott" proposé initialement dans les Réf. [5, 139]. Le taux d'occupation des traces par les lignes de flux détermine la dynamique du flux comme le diagramme de phases. Lorsque la densité de défauts est grande, on a une phénoménologie quasi-bidimensionnelle à faible champ, avec des fluctuations des galettes appartenant à la même ligne de flux entre plusieurs traces. La transition vers la phase liquide se fait par la déliaison des galettes de la ligne de flux auxquelles elles appartiennent, de manière analogue à la dissociation de paires interstitiel-lacunes. Pour des champs supérieurs au "champ d'interaction", les lignes de flux subissent un ré-alignement sur la même trace, à cause de la répulsion entre voisins. Enfin, pour des champs de l'ordre de, ou supérieur à B_ϕ , la limite de phase est déterminée par la délocalisation de vortex ne trouvant pas de piège.

Pour des faibles densités de défauts, le gain entropique engendré par la dispersion d'une ligne de flux sur plusieurs traces ne compense pas la perte d'énergie élastique : c'est le couplage Josephson entre plans qui maintient le caractère linéaire des vortex. La phénoménologie est alors celle d'un supraconducteur à anisotropie modérée.

Si l'on tente d'établir un parallèle avec les supraconducteurs "continus", exemplifiés par le $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, on voit que la ligne de fusion des vortex se trouve toujours dans un régime fort champ ou les interactions entre lignes sont importantes. Une description de la fusion doit se faire par une théorie de Ginzburg et Landau écrite en termes de fonctions propres du premier niveau de Landau [26, 86]. En présence de défauts colonnaires, la ligne d'irréversibilité progresse en fonction de la densité de défauts, voir Fig. 5.12. Nos données montrent que, contrairement à la situation dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, la ligne d'irréversibilité dans ce matériau se situe toujours dans le régime température-champ supérieur au "champ d'interaction" ; si l'on souhaite identifier la ligne d'irréversibilité avec la transition vers le verre de Bose, la (dé)localisation des lignes de flux à cette température doit être décrite en termes du mouvement plastique de vortex interstitiels ou de défauts topologiques dans le réseau de flux – analogue aux régimes $B_\phi \ll B_m$ [94, 95, 17], et $B_m \ll B_\phi \lesssim B$ dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ [294]. Cette constatation rend caduc une interprétation littérale du modèle proposé dans les Réf. [127, 357] pour la progression de la ligne de fusion en fonction de la densité de défauts : ce modèle présuppose des fluctuations de vortex individuels entre un grand nombre de traces, dans la limite $B \ll c_L^2 B_\phi$. L'expression dérivée dans [127, 357] doit être vue comme une évaluation phénoménologique d'un critère similaire à l'Eq. (5.26).

On observe, dans le $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, un comportement analogue à celui du régime (II) dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ grâce à l'observation de la dynamique du flux à des champs inférieurs à B_{int} , dans le verre de Bose lui-même. Ce régime est caractérisé par une nucléation de crans à la surface [346] donnant lieu à une loi rappelant les sauts à portée variable [5, 353]. La différence avec le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ irradié, dans lequel le piégeage est manifestement en volume, voir la Fig. 6.8) se trouve dans l'anisotropie du dernier matériau. Elle est telle que les crans, d'étendue s , représentent en fait le transfert d'une galette d'une trace à une autre, avec la génération d'une section de vortex Josephson entre les deux [336]. Le glissement d'un cran implique donc le dépiégeage et la capture d'une galette dans le volume du supraconducteur. De plus, la très faible tension linéaire des vortex dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ fait que la ligne de fusion se situe en dessous de B_ϕ et de B_{int} même pour des densités relativement faibles de traces. On accède alors au régime (III) dans lequel le gain entropique engendré par les fluctuations de lignes entre traces engendre une réelle baisse de l'énergie du système. L'ampleur du champ caractéristique B_{cr} dans le $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, 10^4 fois supérieur à celui dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, signifie que ce régime, correspondant aux fluctuations de boucles entre traces au delà de la température T_{dl} dans la théorie de Nelson et Vinokur [5, 337] est très probablement inobservable, à part, peut-être, à de très faibles champs magnétiques et de très grandes densités de traces.

Chapitre 7

Perspectives

7.1 Physique des vortex

Ce recueil présente les avancées certaines dans la compréhension de l'état mixte supraconducteur, et une partie de mes contributions à ces avancées. Cela a permis de traiter la division de l'état mixte en phases distinctes de vortex, dépendant du désordre cristallin sous-jacent, ainsi que la thermodynamique associée, et dans certains cas, un aperçu de la dynamique des lignes de flux. Bien que surgisse une image cohérente de la physique des lignes de flux, surtout dans les SHTc, il reste, à ce jour, plusieurs questions non résolues.

7.1.1 Interaction défaut-vortex

Il est maintenant généralement admis que les SHTc sont des supraconducteurs exotiques avec un paramètre d'ordre dont la composante dominante est de type $d_{x^2-y^2}$ [48]. Par ailleurs, des études de Spectroscopie Tunnel à Balayage montrent que cet état de chose confère une importance particulière aux défauts introduit par, par exemple, le dopage [362, 363]. Or, cet état des faits n'a guère été intégré dans la description de l'ancrage des lignes de flux dans les SHTc. Une description adéquate du piégeage par des défauts ponctuels, ou encore des défauts atomiquement fins comme les cœurs de dislocations vis [146] devrait incorporant, dans l'interaction élémentaire vortex-défauts, la diffusion particulière des quasi-particules dans un supraconducteur à symétrie non-sphérique. De même, l'interaction avec des défauts étendus devait prendre en compte l'effet d'états liés d'Andreev.

7.1.2 Ancrage fort

Un des sujets abordés dans le passé [364], mais qui n'est pas traité ici, est le problème de l'ancrage fort des lignes de flux par des défauts ponctuels étendus, relativement peu nombreux par rapport à la densité des vortex [365, 366]. Ce cas de figure se situe entre le piégeage faible caractérisant les cristaux SHTc à haute température et les systèmes modèle comme le α -Nb₃Ge [367], et le piégeage par des défauts colonnaires, ou autre défauts linéaires, tels que les cœurs de dislocation vis présents dans certaines types de couches minces [143, 144, 145, 146, 368], ou encore par des défauts planaires. Néanmoins, le piégeage fort est important, car il concerne 90 % des supraconducteurs étudiés et 100 % des applications. Les questions qui se posent concernent notamment la dynamique de décrochage dans ce cas – y a t'il un toujours régime de dépiégeage où le courant critique est déterminé par l'interaction vortex-défaut, ou est-ce que le courant critique est plutôt déterminé par l'écoulement plastique du réseau de flux [369] ? Ces questions, abordées extensivement dans des couches minces supraconductrices [370], n'ont guère été étudiées dans des matériaux tri-dimensionnels. On ignore également presque tout du décrochage thermique des vortex dans cette limite, ainsi que de la réponse électromagnétique dans le régime des hyperfréquences, même s'il s'agit de l'un des champs d'application les plus importants des SHTc. Enfin, la question si ce genre

de piégeage fort peut transformer le liquide de vortex en une vraie phase supraconductrice avec ordre à longue distance de la phase reste énigmatique.

7.1.3 Rôle de déformations plastiques du réseau de vortex

Une des conclusions marquantes des chapitres précédents est que, sur une très grande plage de champs et de températures, le dépiégeage des lignes de flux est dû à l'écoulement plastique de lignes non-piégées. On a également vu que la ligne d'irréversibilité dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ et le $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ contenant des défauts colonnaires est vraisemblablement déterminé par soit l'écoulement de défauts topologiques du réseau de vortex soit par leur dissociation. Ceci est surprenant, car l'analogie avec la transition de fusion du réseau de vortex en dimension 2 s'impose. Le rôle de dislocations du réseau de vortex a été évoqué à fin d'expliquer l'effet de pic dans le $\alpha\text{-Nb}_3\text{Ge}$ épais [97]. Dans le NbSe_2 , l'effet de pic est accompagné par des réarrangements locaux des lignes de flux, de telle manière à ce que le réseau de vortex se transforme en polycristal [104, 373, 374]. La question se pose : quel est le rôle de déformations plastiques du réseau de vortex dans la dynamique du décrochage, que se soit par l'application d'un courant ou par agitation thermique ? Bien que l'influence de défauts topologiques du réseau de vortex sur ses propriétés dynamiques semble être primordial, il est mal connu.

L'effet de la plasticité sur les modules du réseau de vortex ainsi que sur sa dynamique peut être étudié en mesurant l'écoulement de l'ensemble des lignes de flux dans une géométrie confinée [375, 376], comme, par exemple, des couloirs étroits. De nouveaux, de nombreuses mesures existent en ce qui concerne des couches supraconductrices minces façonnées par des méthodes photolithographiques [377, 378], mais peu a été fait dans des cristaux épais. Des travaux préliminaires sur des couloirs définis entre des zones de piégeage de flux très fort, introduites dans des monocristaux de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ créés par irradiation sélective avec des ions lourds à travers des masques en Ni, ont d'ores et déjà permis de mesurer la viscosité de cisaillement dans la phase liquide de vortex. Ces mesures montrent que cette quantité émule un comportement vitreux, même à l'approche de la transition de premier ordre du réseau de vortex. Le développement, en collaboration avec Thales-TRT, d'une nouvelle génération de masques permettra de mesurer l'effet de la largeur des couloirs. Cela permettra de mesurer sans ambiguïté la contribution du cisaillement à la vitesse de l'ensemble de vortex, et cela dans la phase solide comme dans la phase liquide.

7.1.4 Effet de pic et Transitions de vortex

Le lecteur se sera aperçu qu'une explication physique de l'effet de pic n'a pas été entamée ci-dessus. En effet, il y a eu, depuis plus de quarante ans, une multitude de modèles pour l'effet de pic dans divers supraconducteurs. Une première classe de matériaux concerne ceux, comme Nb [379], le NbSe_2 [99, 100, 101, 102, 103, 372], le $\alpha\text{-Nb}_3\text{Ge}$ [96, 97], le NbZr , le $\text{Ca}_3\text{Rh}_4\text{Sn}_{13}$, ou encore le CeRu_2 [380, 381], dans lequel le pic du courant critique a lieu à l'approche du deuxième champ critique. Ce phénomène a été expliqué par Pippard, en évoquant la dépendance en température et en champ des constantes élastiques du réseau de vortex, plus fortes que celle de la force de piégeage - par conséquent, à l'approche de B_{c2} , le réseau de flux est mieux accroché [382]. Larkin et Ovchinnikov proposent que c'est la non-localité de c_{44} qui est à l'origine du ramollissement du réseau de vortex, lorsque, à l'approche de B_{c2} , des déformations à petit vecteur d'onde deviennent de plus en plus importantes [126]. Blatter, Geshkenbein, et Koopmans évoquent une transition entre un ancrage faible de lignes et un ancrage fort [366]. Les mesures de Microscopie à Effet Tunnel de Troianovski *et al.* indiquent qu'il n'y a pas d'amorphisation soudaine du réseau de vortex à l'effet de pic [104, 373], et font penser que c'est donc une transition d'un de ces trois types qu'il faut considérer.

Cependant, il y a la deuxième classe de matériaux, comprenant les oxydes SHTc , le MgB_2 , et plus récemment, les pnictures supraconducteurs, dans lesquels il y a le second pic à un champ très inférieur à B_{c2} . On a vu dans le cas du $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ que ce phénomène constitue la continuation de la transition de fusion du réseau de vortex dans le régime de basses températures où l'ensemble de vortex ne peut être équilibré à cause de l'ancrage. Avraham *et coll.* ont montré que la transition au second pic est accompagné d'une *fusion inverse*, c'est-à-dire, la champ de transition croît avec la température, et on

peut transformer le liquide en solide en le chauffant [329] (voir fig. 1.6b). La transition au 2^{ème} pic dans le $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ suit la même phénoménologie, d’une manière très exacerbée. Dans les deux cas, on a affaire à une transition du premier ordre : le second pic est accompagné de sur-refroidissement de la phase haut champ menant à une co-existence de phase lors d’une trempe [318, 327]. Dans les deux composées, c’est la présence et la propagation du front de transformation de phase qui détermine l’électrodynamique du supraconducteur, y compris les effets d’histoire dans le transport électrique [325, 102, 327]. Il n’est pas clair si l’effet de pic dans les matériaux intermétalliques a une même origine que celle observée dans les SHTc, bien que Paltiel *et coll.* [103] ont montré qu’une co-existence de phases semblable accompagne l’effet de pic dans le NbSe_2 , et que la phénoménologie du CeRu_2 [380] ressemble fortement à celle du $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. On peut donc, comme ce fut le cas avec la ligne d’irréversibilité, faire un parallèle avec les couches minces bidimensionnelles. Dans les couches minces du $\alpha\text{-Nb}_3\text{Ge}$, le pic accompagne la transition de fusion à T_m^{2D} [32] – les vortex étant à priori *plus fortement* piégés dans le liquide de vortex à cause des constantes élastiques beaucoup plus faibles ou nulles. Il se pourrait que l’effet de pic dans les supraconducteurs tridimensionnels accompagne également la transition de fusion dans tous les cas, ce qui voudrait dire que la phase haut champ, au delà du pic de courant persistant dans le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ comme dans le $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ n’est pas formellement supraconductrice.

On note qu’une analyse de l’effet de pic nécessite une caractérisation du potentiel d’ancrage, et donc une bonne compréhension de la plage de champs faibles, en dessous du pic. Dans ce régime, le piégeage est supposé être dans la limite faible [126]. Or, mis à part le NbSe_2 [103, 372] et le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ [318], la distribution spatiale du flux magnétique et du courant électrique à proximité de l’ “effet de pic” n’a guère été étudié à ce jour. Il n’est, par exemple, pas clair quel est le rôle du courant de surface et celui du courant de volume dans ces matériaux, et quelle composante du courant est concernée dans l’augmentation du courant critique au pic. Certainement, il y a un rôle pour des expériences de visualisation magnéto-optique sur d’autres matériaux que le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ afin d’éclaircir ce point.

7.2 Réponse électromagnétique des supraconducteurs dans le régime des hyperfréquences

Un autre aspect de la physique des vortex qui n’a pas trouvé pleinement sa place dans ce recueil est la dynamique des lignes de flux, et plus particulièrement celle à hautes fréquences [383]. La compréhension du comportement des matériaux supraconducteurs, et plus particulièrement des couches minces SHTc dans le régime des hyperfréquences est important à cause des applications dans le domaine des télécommunications. Bien qu’un paradigme existe pour le comportement dynamique des lignes de flux à haute fréquence [383, 384], il n’a jamais été vérifié pour des supraconducteurs pratiques. De ce fait, le lien entre les paramètres régissant les propriétés haute fréquence des vortex avec la microstructure du supraconducteur et la structure du réseau de lignes de flux n’a pas été établi. Les techniques de mesure mis au point dans le cadre de la mesure de la JPR présentées plus haut retrouveraient toute leur utilité ici.

7.2.1 Supraconducteurs lamellaires

Dans la plupart des cas, les matériaux (SHTc) seront utilisés dans une configuration où le champ magnétique sera appliqué (ou généré) le long de la direction des plans, ou proche de celui-ci. Cette configuration entraîne non seulement une richesse de phases thermodynamiques de vortex jusque-là à peine explorées, mais pose aussi la question de l’électrodynamique associée. Or, la communauté scientifique n’a que récemment commencé à saisir la richesse de la physique des supraconducteurs lamellaires dans cette situation. Un exemple est le diagramme de phases (4.12), dans lequel de larges zones d’ombre subsistent. Même s’il a été prévu [257] et vérifié [267] que lorsque soumis à un champ oblique, le réseau de vortex dans des supraconducteurs lamellaires comme le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ se décompose en un réseau combiné de vortex Josephson et vortex Abrikosov [385], la multitude de structures commensurables possibles reste *terra incognita*. Le réseau de vortex Josephson lui-même, peut adopter une grande variété de

structures différentes [275], lesquels devraient se traduire non seulement par des propriétés dynamiques différentes, mais aussi par une répartition locale de la phase différente qui pourrait très bien être mesuré par absorption hyperfréquence. L'interaction du champ électromagnétique hyperfréquence avec les vortex Josephson commence seulement à être étudié dans tous ces détails. Dans le matériau SHTc le mieux étudié, le $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, les quelques expériences publiées [263] ne sont pas comprises, et les impressionnants résultats obtenus sur la génération d'ondes stationnaires dans des empilements naturels de couches supraconductrices et l'émission d'ondes (sub-)THz ne concernent pour l'instant que des modes de cavité, et non pas de modes de fluxons [386, 387, 388, 389]. Mêmes les questions les plus fondamentales concernant la dispersion d'ondes plasma transversales n'ont pas vraiment été étudiées.

A fin d'amorcer ces études, on construit actuellement, en collaboration étroite avec M. Salez du Laboratoire d'Etudes de la Radiation et de la Matière en Astrophysique et P. Gierlowski de l'Institut de Physique de l'Académie des Sciences de la Pologne, un nouveau spectromètre large-bande opérant dans le régime 90 - 110 GHz (bande WR10), inspiré de l'instrumentation utilisée pour la détection de transitions entre niveaux de rotation et de vibration de molécules dans les gaz interstellaires. Appliqué à la physique du solide, un tel instrument permettra d'effectuer des mesures d'absorption et de l'émission d'ondes électromagnétiques (quasi-optiques) sur une large plage de fréquences. Plus particulièrement, l'appareil permettra de mieux caractériser l'excitation d'ondes progressives transversales dans des empilements de jonctions et des supraconducteurs lamellaires. La possibilité d'injecter un courant dans ces structures permettra également d'étudier l'émission d'ondes électromagnétiques. La réalisation d'empilements supraconducteurs lamellaires, et leur façonnement en îlots appropriés (« mésas ») est assurée par la collaboration déjà établie avec H. Raffy, Z.Z. Li, et L. Fruchter du L.P.S. (Université Paris XI), comme avec l'Unité Mixte CNRS-Thales de Palaiseau. Le dispositif cryogénique utilisé est basé sur l'application d'un cryocooler à tube pulsé (Sumitomo, 0,5 W à 4 K, déjà acquis), lequel refroidit une platine permettant également l'installation d'autres expériences. Le dispositif en question couvrira par ailleurs un domaine de fréquence très utile pour la caractérisation de la dynamique des quasiparticules dans des matériaux supraconducteurs avec des températures critiques intermédiaires, comme les oxyphénixes récemment découverts. Pour cela, le spectromètre large bande est complété par une deuxième cavité basse fréquence (29 GHz) en Nb, déjà installée à ce jour. L'infrastructure expérimentale ainsi constituée me préparera donc à apporter, de manière incisive, des contributions tant dans la physique fondamentale des matériaux supraconducteurs que concernant leurs applications.

L'extension des mesures JPR aux couches minces de $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, pour lesquels ce type d'expérience n'a également jamais été effectué. Dans les couches minces, la configuration locale des vortex reste un mystère. Bien qu'il est clair qu'il s'agit d'un système fortement ancré [200], et que les lignes de flux adoptent sans doute une répartition aléatoire sur les pièges présents (dislocations, inclusions de deuxième phases chimiques), les implications pour la cohérence de phase dans les couches sont inconnues. Le fait de mettre au point une technique de mesure capable de mesurer ces couches minces ouvre également la possibilité d'étendre ces manipulations à des structures artificielles, ou l'on pilote l'ampleur de couplage (par exemple, des multicouches $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ - $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$) ou de type de couplage (structures SFS, tel que des empilements $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ - $(\text{La,Ca})\text{MnO}_3$).

7.3 Développement de la méthode magnéto-optique pour l'application à d'autres matériaux

La méthode magnéto-optique, telle qu'installée au Laboratoire des Solides Irradiés, permet aujourd'hui une imagerie directe de la densité de flux magnétique sur une échelle spatiale allant de quelques μm au cm. Elle constitue ainsi une sonde très sensible permettant de caractériser l'homogénéité (ou, plutôt, hétérogénéité) de matériaux aussi divers que les SHTC, les oxyphénixes, les manganites à magnéto-résistance colossale, ou encore des météorites ferreux ou les roches terrestres de différentes origines pour nommer une application insolite récente (collaboration avec le CEREGE - Université d'Aix-Marseille). La visualisation de la densité de flux magnétique par méthode magnéto-optique est aussi un outil puissant permettant la caractérisation de la coexistence de phases (chimiques, magnétiques, supraconductrices. . .)

dès que celles-ci présentent un différent comportement électromagnétique. La méthode a ainsi permis la résolution de plus d'un problème concernant la réponse électromagnétique du réseau de vortex, ou de l'ensemble de domaines et de parois magnétiques dans, par exemple, les manganites.

Il est donc logique de tenter l'application de la méthode magnéto-optique à une classe de matériaux ou les problèmes d'homogénéité (hétérogénéité), sensibilité au désordre cristallin, et coexistence de phases supraconductrices et magnétiques se posent par excellence : les matériaux à fortes corrélations électroniques. Là où les dispositifs utilisés jusqu'à maintenant peuvent atteindre des températures entre 6 et 400 K et des champs magnétiques jusqu'à 0,1 T, la construction et installation au L.S.I. (sous ma tutelle) d'un cryostat optique fonctionnant jusqu'à 1 K, avec un champ magnétique appliqué jusqu'à 1,5 T ouvre des perspectives majeurs pour les années qui viennent. Je détaille quelques projets précis à poursuivre :

7.3.1 Fermions Lourds

Les années 1995-2005 ont vu la découverte de nombreux supraconducteurs exotiques : le Sr_2RuO_4 , avec une température critique $T_c = 1,5$ K ; des matériaux à forte chaleur spécifique électronique ("fermions lourds"), comme le UGe_2 , supraconducteur à 1 K sous une pression de 16 GPa ; le UCoGe ; le CeCoIn_5 (CeIn_3 intercalé), avec $T_c = 2,3$ K ; et le $\text{PrOs}_4\text{Sb}_{12}$, avec $T_c = 1,5$ K. Pour une grande partie de ces matériaux, notamment le CeCoIn_5 et le $\text{PrOs}_4\text{Sb}_{12}$, la communauté scientifique se trouve dans le stade où l'on cherche à caractériser la nature des différentes phases supraconductrices dans le plan (B, T) .

Le $\text{PrOs}_4\text{Sb}_{12}$ est d'intérêt particulier. Premièrement, la possible multiplicité de phases supraconductrices, suspecté à cause des doubles transitions observées dans la chaleur spécifique, et le rôle du désordre cristallin dans ces observations [391, 392], mérite d'être exploré en plus de détail. Deuxièmement, des mesures de la rotation du spin de muon suggèrent l'existence d'un champ interne de 0.06 mT, compatible avec l'existence d'un état brisant la symétrie par rapport à l'inversion du temps. Une telle densité de flux interne devrait être observable par la méthode magnéto-optique. Enfin, on a observé plusieurs "accidents" dans les propriétés de transport et/ou thermodynamiques, qui se laissent expliquer aussi bien par une transition de phase thermodynamique sous-jacente, que par un changement de comportement du réseau de vortex (lignes de flux quantifiés), toujours présents sous champ. En collaboration avec P. Pari du CEA-DSM-DRECAM-SPEC, on a, récemment, conçu et installé un cryostat optique au Laboratoire des Solides Irradiés permettant des observations à des températures en dessous de 2 K. Une éventuelle extension de la manipulation à 300 mK, par inclusion d'un système à ^3He "single-shot" permettrait également d'étudier, au moyen terme, des matériaux à multiples phases supraconductrices, comme le UBe_{13} .

7.3.2 Supraconducteurs magnétiques

La visualisation magnéto-optique pourrait donner une nouvelle image de la nature et l'origine des phases supraconductrices dans les supraconducteurs magnétiques comme le $\text{RNi}_2\text{B}_2\text{C}$, le RMO_6S_8 (où $\text{R} = \text{Pb}, \dots$), le RERh_4B_4 ou le RMO_6Se_6 ($\text{R} = \text{Ho}, \text{Er}, \text{Tm}$) [393]. Ces matériaux montrent une série marquée de transitions magnétiques à des températures plus faibles que la température critique à laquelle paraît la supraconductivité, avec, parfois, une phase normale réémergente. La visualisation par méthode magnéto-optique offre la possibilité inédite d'identifier simultanément la structure en domaines, le caractère des différentes phases magnétiques, ainsi que les phénomènes de transport liés à la supraconductivité.

7.3.3 Imagerie de la pénétration de champs hyperfréquence

Les deux techniques, réponse électromagnétique dans le régime des hyperfréquences et imagerie magnéto-optique, peuvent être combinées à fin de localiser spatialement les pertes dans les dispositifs supraconducteurs comme dans les supraconducteurs lamellaires. Nous avons déjà, avec J. Kermorvant, commencé à implémenter un projet d'imagerie ou « l'empreinte » de l'application d'un train d'ondes hyperfréquence est visualisé par la modification d'une répartition de flux magnétique préalablement établie dans un matériau supraconducteur. Une sensibilité accrue peut être obtenue en employant la méthode d'imagerie différentielle avec moyennage Boxcar, de la même façon que l'on applique déjà pour l'imagerie

de transitions de phase du réseau de vortex. À moyen terme, on envisage l'installation d'une caméra rapide (cadence 1 GHz) pour l'imagerie directe de champs magnétique radiofréquence.

Bibliographie

- [1] G. Bednorz et A. Müller, Z. Phys B **64**, 189 (1986).
- [2] E. Brézin, D.R. Nelson, et A. Thiaville, Phys. Rev. B **31**, 7124 (1985).
- [3] E. Zeldov, D.Majer, M. Konczykowski, V.B. Geshkenbein, V.M. Vinokur, et H. Shtrikman, Nature **375**, 373 (1995).
- [4] D.S. Fisher, M.P.A. Fisher, et D.A. Huse, Phys. Rev. B, **43**, 130 (1991).
- [5] D.R. Nelson et V.M. Vinokur, Phys. Rev. Lett. **68**, 2398 (1992); Phys. Rev. B **48**, 13060 (1993).
- [6] J. G. Daunt et C.V. Heer, Phys. Rev. **76**, 715 (1949); Phys. Rev. **76**, 1324 (1949); T.S. Smith et J.G. Daunt, Phys. Rev. **88**, 1172 (1952); W.S. Corak, B.B. Goodman, C.B. Satterthwaite, et A. Wexler Phys. Rev. **102**, 656 (1956);
- [7] F. London et H. London, Proc. Roy. Soc. A149, 71 (1935).
- [8] Leon N. Cooper, Phys. Rev. **104**, 1189 (1956); J. Bardeen, L. N. Cooper, et J. R. Schrieffer, Phys. Rev. **106**, 162 (1957); J. Bardeen, L. N. Cooper, et J. R. Schrieffer, Phys. Rev. **108**, 1175 (1957)
- [9] N.W. Ashcroft et N.D. Mermin, *Introduction to Solid State Physics* , Holt Saunders International Editions (Tokyo, Japan 1981).
- [10] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, McGraw-Hill, Inc. (New York, 1975).
- [11] J.P. Gollub, M.R. Beasley, R.S. Newbower, et M. Tinkham, Phys. Rev. Lett. **22**, 1288 (1969); J.P. Gollub, M.R. Beasley, et M. Tinkham, Phys. Rev. Lett. **25**, 1646 (1970), J.P. Gollub, M.R. Beasley, R.N Callarotti, et M. Tinkham, Phys. Rev. B **7**, 3039 (1973).
- [12] L.G. Aslamazov et A.I. Larkin, Phys. Lett. **26A**, 238 (1968).
- [13] R.E. Glover, Phys. Lett. **25A**, 542 (1967).
- [14] V.L. Ginzburg et L.D. Landau, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **20**, 1064 (1950)
- [15] Walther Meissner et R. Ochsenfeld, Naturwissenschaften **21**, 787 (1933).
- [16] A.A. Abrikosov, Phys. Chem. Solids **2**, 199 (1957).
- [17] M. Menghini, Yanina Fasano, F. de la Cruz, S.S. Banerjee, Y. Myasoedov, E. Zeldov, C.J. van der Beek, M. Konczykowski, et T. Tamegai, dans *Perspectives on Superconductivity Research* , ed. Paul S. Lewis, Nova Publishers (2005).
- [18] E.H. Brandt, Phys. Rev. B **68**, 054506 (2003).
- [19] H. Schmidt, Z. Phys. **216**, 336 (1968).
- [20] A. Schmid, Phys. Rev. **180**, 527 (1969).
- [21] R.E. Prange, Phys. Rev. B **1**, 2349 (1970).
- [22] P.H. Kes, C.J. van der Beek, M.P. Maley, M.E. McHenry, D.A. Huse, M.J.V. Menken, et A.A. Menovsky, Phys. Rev. Lett. **67**, 2383 (1991).
- [23] R. Ikeda, T. Ohmi et T. Tsuneto, Journ. Phys. Soc. Jap. **58**, 1377 (1989).
- [24] S. Ullah et A. Dorsey, Phys. Rev. Lett. , (1989); Phys. Rev. B , (1990).
- [25] L. Glazman et A.E. Koshelev, Phys. Rev. B **43**, 2835 (1991); Physica C 173, 180 (1991).

- [26] S. Hikami, A. Fujita, et A.I. Larkin, Phys. Rev. B **44**, 10400 (1991).
- [27] B.D. Josephson, Phys. Lett. **1** 251 (1962).
- [28] C.P. Bean, Rev. Mod. Phys. **36**, 31 (1964).
- [29] C.J. van der Beek, M.V. Indenbom, G. D'Anna, et W. Benoit, Physica C **258**, 105 (1996).
- [30] J.M. Graybeal et M.R. Beasley, Phys. Rev. Lett. **56**, 173 (1986).
- [31] P.H. Kes, J. Aarts, J. van den Berg, C.J. van der Beek, et J.A. Mydosh, Superc. Sci. Techn. **1**, 242 (1989).
- [32] P.A. Berghuis, A.L.F. van der Slot, et P.H. Kes, Phys. Rev. Lett. **65**, 2583 (1990).
- [33] V.L. Berezinskii, Sov. Phys. JETP **34**, 610 (1972).
- [34] J.M. Kosterlitz et D.J. Thouless, in *Progress in Low Temperature Physics*, ed. D.F. Brewer, (North-Holland, Amsterdam 1978), Vol. VII-B.
- [35] M.R. Presland, J.L. Tallon, R.G. Buckley, R.S. Liu, et N.E. Flower, Physica (Amsterdam) C **176**, 95 (1991).
- [36] T.W. Li, P.H. Kes, N.T. Hien, J.J.M. Franse, et A.A. Menovsky, J. Cryst. Growth **135**, 481 (1994).
- [37] H. Alloul, P. Mendels, G. Collin, et P. Monod, Phys. Rev. Lett. **61**, 746 (1988).
- [38] Tom Timusk et Bryan Statt, Rep. Prog. Phys. **62**, 61-122 (1999).
- [39] A. Kanigel, M.R. Norman, M. Randeria, U. Chatterjee, S. Suoma, A. Kaminski, H.M. Fretwell, S. Rosenkranz, M. Shi, T. Sato, T. Takahashi, Z.Z. Li, H. Raffy, K. Kadowaki, D. Hinks, L. Ozyuzer, J.C. Campuzano, Nature Physics **2**, 447 (2006).
- [40] W.E. Lawrence et S.B. Doniach, dans *Proc. of the XIIth Int. Conference on Low Temperature Physics*, Kyoto, 1970, ed. E. Kanda, (Keigaku, Tokyo 1971) p. 361.
- [41] John R. Clem, Phys. Rev. B **43**, 7837 (1991)
- [42] A. Houghton, R.A. Pelcovits, et A. Sudbø, Phys. Rev. Lett. **40** 6763, (1989).
- [43] A. Sudbø et E.H. Brandt, Phys. Rev. Lett. **66**, 1781 (1991).
- [44] A. Sudbø et E.H. Brandt, Phys. Rev. B **43**, 10482 (1991).
- [45] G. Blatter, V.B. Geshkenbein, et A.I. Larkin, Phys. Rev. Lett. **68**, 875 (1992)
- [46] P. Monthoux, A.V. Balatsky, et D. Pines, Phys. Rev. B **46**, 14803 (1992).
- [47] D.J. van Harlingen, Rev. Mod. Phys. **67**, 515 (1995).
- [48] C.C. Tsuei et J.R. Kirtley, Rev. Mod. Phys. **72**, 969 (2000).
- [49] C.C. Tsuei, J.R. Kirtley, C.C. Chi, L.S. Yu-Jahnes, A. Gupta, T. Shaw, J.Z. Sun, et M.B. Ketschen, Phys. Rev. Lett. **75**, 593 (1994).
- [50] D. Rainer, J.A. Sauls, et D. Waxman, Phys. Rev. B **54**, 10094 (1996).
- [51] M. Ichioka, N. Hayashi, N. Enomoto, et K. Machida, Phys. Rev. B **53**, 15316 (1996).
- [52] S.G. Doettinger, R.P. Huebener, et S. Kittelberger, Phys. Rev. B **55**, 6044 (1997).
- [53] M. Franz et Z. Tešanović, Phys. Rev. Lett. **80**, 4763 (1998)
- [54] S. Hofmann et R. Kümmel, Phys. Rev. B **57**, 7904 (1998).
- [55] Y. Matsuda, A. Shibata, K. Izawa, H. Ikuta, M. Hasegawa, et Y. Kato, Phys. Rev. B **66**, 014527 (2002)
- [56] G.E. Volovik, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **58**, 457 (1993) [JETP Letters **58**, 469 (1993)].
- [57] K.A. Moler, D.J. Baar, J.S. Urbach, Ruixing Liang, W.N. Hardy, et A. Kapitulnik, Phys. Rev. Lett. **73**, 2744 (1994).
- [58] P.W. Anderson, J. Phys. Chem. Sol. **11**, 26 (1959).
- [59] A.A. Abrikosov et L.P. Gor'kov, Sov. Phys. JETP **12**, 1243 (1961).

- [60] G. Preosti, H. Kim, et P. Muzikar, Phys. Rev. B **50**, 1259 (1994).
- [61] J. Giapintzakis, D.M. Ginsberg, M.A. Kirk, et S. Ockers, Phys. Rev. B **50**, 15967 (1994)
- [62] W.N. Hardy, D.A. Bonn, D.C. Morgan, Ruixing Liang, et Kuan Zhang, Phys. Rev. Lett. **70**, 3999 (1993).
- [63] S. Kamal, Ruixing Liang, A. Hosseini, D.A. Bonn, et W.N. Hardy, Phys. Rev. B **58**, R8933 (1998).
- [64] D. Achkir, M. Poirier, D. A. Bonn, Ruixing Liang, et W.N. Hardy, Phys. Rev. B **48**, 13184 (1993).
- [65] Y. Sun et K. Maki, Phys. Rev. B **51**, 6059 (1995).
- [66] J.H. Xu, J.H. Miller, et C.S. Ting, Phys. Rev. B **53**, 3604 (1996).
- [67] M. Covington, M. Aprili, E. Paraoanu, L. H. Greene, F. Xu, J. Zhu, et C.A. Mirkin, Phys. Rev. Lett. **79**, 277 (1997).
- [68] M. Aprili, M. Covington, E. Paraoanu, B. Niedermeier, et L.H. Greene, Phys. Rev. B **57**, R8139 (1998).
- [69] H. Walter, W. Prusseit, R. Semerad, H. Kinder, W. Assmann, H. Huber, H. Burkhardt, D. Rainer, et J. A. Sauls, Phys. Rev. Lett. **80**, 3598 (1998).
- [70] A.F. Andreev. Sov. Phys. JETP **19**, 1228 (1964).
- [71] C. Iniotakis, T. Dahm, et N. Schopohl, Phys. Rev. Lett. **100**, 037002 (2008).
- [72] H. Safar, P.L. Gammel, D.A. Huse, D.J. Bishop, J.M. Rice, et D.M.Ginsberg, Phys. Rev. Lett. **69**, 824 (1992).
- [73] W.K. Kwok, S. Fleshler, U. Welp, V.M. Vinokur, J. Downey, et G.W. Crabtree, Phys. Rev. Lett. **69**, 3370 (1992).
- [74] Steven Fleshler, Wai-Kwong Kwok, Ulrich Welp, Valerii M. Vinokur, Morag K. Smith, John Downey, et George W. Crabtree, Phys. Rev. B **47**, 14448 (1993).
- [75] W.K. Kwok, J. Fendrich, S. Fleshler, U. Welp, J. Downey, et G.W. Crabtree, Phys. Rev. Lett. **72**, 1092 (1994).
- [76] H. Pastoriza, M.F. Goffman, A. Arribère, et F. de la Cruz, Phys. Rev. Lett. **72**, 2951 (1994).
- [77] R. Cubitt, E.M. Forgan, G. Yang, S.L. Lee, D. McK. Paul, H.A. Mook, M. Yethiraj, P.H. Kes, T.W. Li, A.A. Menovsky, Z. Tarnawski et K. Mortensen, Nature **365**, 410 (1993).
- [78] D. Fuchs, E. Zeldov, T. Tamegai, S. Ooi, M. Rappaport, et H. Shtrikman, Phys. Rev. Lett. **80**, 4971 (1998).
- [79] U. Welp, J. A. Fendrich, W. K. Kwok, G. W. Crabtree, et B.W. Veal, Phys. Rev. Lett. **76**, 4809 (1996)
- [80] A. Schilling, R.A. Fisher, N.E. Phillips, U. Welp, D. Dasgupta, W.K. Kwok, et G.W. Crabtree, Nature **382**, 791 (1996).
- [81] M. Roulin, A. Junod, et E. Walker, Science **273**, 1210 (1996).
- [82] A. Schilling, R.A. Fisher, N.E. Phillips, U. Welp, W.K. Kwok, et G.W. Crabtree, Phys. Rev. Lett. **78**, 4833 (1997).
- [83] A. Schilling, R.A. Fisher, N.E. Phillips, U. Welp, W.K. Kwok, et G.W. Crabtree, Phys. Rev. B **58**, 11157 (1998).
- [84] M. Willemijn, A. Schilling, H. Keller, C. Rossel, J. Hofer, U. Welp, W. K. Kwok, R. J. Olsson, et G. W. Crabtree, Phys. Rev. Lett. **81**, 4236 (1998).
- [85] C.J. van der Beek, M. Konczykowski, L. Fruchter, R. Brusetti, T. Klein, J. Marcus, et C. Marcenat, Phys. Rev. B **72**, 214504 (2005).
- [86] R. Sašik et D.S. Stroud, Phys. Rev. Lett. **75**, 2582 (1995).
- [87] D. Li et B. Rosenstein, Phys. Rev. Lett. **86**, 3618 (2001); B. Rosenstein, Phys. Rev. B **60**, 4268 (1999).

- [88] D. Li et B. Rosenstein, Phys. Rev. B **65**, 220504(R) (2002).
- [89] A.E. Koshelev, Phys. Rev. B **56**, 11201 (1997).
- [90] D.R. Nelson, Phys. Rev. Lett. **60**, 1973 (1988).
- [91] E.H. Brandt, Phys. Rev. Lett. **63**, 1106 (1989).
- [92] G. Blatter et V.B. Geshkenbein, *Vortex Matter*, dans "Superconductivity. Conventional and Unconventional Superconductors Vol. 1", pp 495-625, Ed. K. Bennemann et J.B. Ketterson, Springer, Berlin (2008).
- [93] S. Colson, M. Konczykowski, M.B. Gaifullin, Y. Matsuda, P. Gierlowski, Ming Li, P.H. Kes, C.J. van der Beek, Phys. Rev. Lett. **90**, 137002 (2003).
- [94] S. S. Banerjee, A. Soibel, Y. Myasoedov, M. Rappaport, E. Zeldov, M. Menghini, Y. Fasano, F. de la Cruz, C.J. van der Beek, M. Konczykowski, et T. Tamegai, Phys. Rev. Lett. **90**, 087004 (2003)
- [95] M. Menghini, Yanina Fasano, F. de la Cruz, S.S. Banerjee, Y. Myasoedov, E. Zeldov, C. J. van der Beek, M. Konczykowski, et T. Tamegai, Phys. Rev. Lett. **90**, 147001 (2003)
- [96] R. Wördenweber, P.H. Kes, et C.C. Tsuei, Phys. Rev B **33**, 3172 (1986).
- [97] R. Wördenweber et P.H. Kes, Phys. Rev. B **34**, 494 (1986).
- [98] W.K.Kwok, J.A. Fendrich, C.J. van der Beek, et G.W. Crabtree, Phys. Rev. Lett. **73**, 2614 (1994).
- [99] P. Koorevaar, J. Aarts, P. Berghuis, et P.H. Kes, Phys. Rev. B **42**, 1004 (1990).
- [100] S. Bhattacharya et M.J. Higgins, Phys. Rev. Lett. **70**, 2617 (1993).
- [101] W. Henderson, E.Y. Andrei, M.J. Higgins, et S. Bhattacharya, Phys. Rev. Lett. **77**, 2077 (1996).
- [102] W. Henderson, E.Y. Andrei, et M.J. Higgins, Phys. Rev. Lett. **81**, 2353 (1998).
- [103] Y. Paltiel, E. Zeldov, Y. Myasoedov, H. Shtrikman, S. Bhattacharya, MJ Higgins, Z.L. Xiao, E.Y. Andrei, P.L. Gammel, et D.J. Bishop, Nature **403**, 398 (2000).
- [104] A. Troianovski, J. Aarts, et P.H. Kes, Nature **399**, 665 (2000).
- [105] M. Marchevsky, A. Keurentjes, J. Aarts, et P.H. Kes, Phys. Rev. B **57**, 6061 (1998).
- [106] P. Kim, Z. Yao, C. A. Bolle, C.M. Lieber, PRB **60**, 12589 (1999).
- [107] Thierry Giamarchi et Pierre Le Doussal, Phys. Rev. B **52**, 1242 (1995).
- [108] T. Giamarchi et P. LeDoussal, Phys. Rev. Lett. **76**, 3408 (1996).
- [109] T. Giamarchi et P. LeDoussal, Phys. Rev. B **55**, 6577 (1997).
- [110] T. Cren, D. Roditchev, W. Sacks, J. Klein, J.-B. Moussy, C. Deville-Cavellin, et M. Laguës, Phys. Rev. Lett. **84**, 147 (2000).
- [111] S.H. Pan, J.P. O'Neal, R.L. Badzey, C. Chamon, H. Ding, J.R. Engelbrecht, Z. Wang, H. Eisaki, S. Uchida, A.K. Gupta, K.-W. Ng, E.W. Hudson, K.M. Lang, et J.C. Davis, Nature **413**, 282 (2001).
- [112] K.M. Lang, V. Madhavan, J.E. Hoffman, E.W. Hudson, H. Eisaki, S. Uchida, et J.C. Davis, Nature **415**, 412 (2002)
- [113] C.J. van der Beek et P.H. Kes, Phys. Rev. B **43**, 13032 (1991).
- [114] Marlyse Roulin, Alain Junod, Andreas Erb, et Eric Walker, Phys. Rev. Lett. **80**, 1722 (1998).
- [115] A. Schilling, M. Willemin, C. Rossel, H. Keller, R.A. Fisher, N.E. Phillips, U. Welp, W.K. Kwok, R.J. Olsson, et G.W. Crabtree, Phys. Rev. B **61**, 3592 (2000)
- [116] H. Safar, P.L. Gammel, D.A. Huse, D.J. Bishop, W.C. Lee, J. Giapintzakis, et D.M. Ginsberg, Phys. Rev. Lett. **70**, 3800 (1993)
- [117] D. López, L. Krusin-Elbaum, H. Safar, E. Righi, F. de la Cruz, S. Grigera, C. Feild, W.K. Kwok, L. Paulius, et G.W. Crabtree, Phys. Rev. Lett. **80**, 1070 (1998)
- [118] F. Bouquet, C. Marcenat, E. Steep, R. Calemczuk, W.K. Kwok, U. Welp, G.W. Crabtree, R. Fisher, N. Phillips, et A. Schilling, Nature **411**, 448 (2001).

- [119] J. A. Fendrich, W. K. Kwok, J. Giapintzakis, C.J. van der Beek, V. M. Vinokur, S. Fleshler, U. Welp, H. K. Viswanathan, et G. W. Crabtree, Phys. Rev. Lett. **74**, 1210 (1995)
- [120] A. M. Petrean, L. M. Paulius, W.-K. Kwok, J. A. Fendrich, et G. W. Crabtree, Phys. Rev. Lett. **84**, 5852 (2000).
- [121] B. Khaykovich, M. Konczykowski, E. Zeldov, R.A. Doyle, P.H. Kes, D. Majer, et T.W. Li, Phys. Rev. B **56**, R517 (1997).
- [122] A.P. Malozemoff, T.K. Worthington, Y. Yeshurun, F. Holtzberg, et P.H. Kes, Phys. Rev. B **38**, 7203 (1988).
- [123] T.T.M. Palstra, B. Batlogg, L.F. Schneemeyer, et J.V. Waszczak, Phys. Rev. Lett. **61**, 1662 (1988).
- [124] T.T.M. Palstra, B. Batlogg, R.B. van Dover, L.F. Schneemeyer, et J.V. Waszczak, Phys. Rev. B **41**, 6621 (1990).
- [125] A.I. Larkin, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **58**, 1466 (1970) [Sov. Phys.-JETP **31**, 784 (1970)].
- [126] A.I. Larkin et Yu. N. Ovchinnikov, J. Low Temp. Phys. **21**, 409 (1979).
- [127] G. Blatter, M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, et V.M. Vinokur, Rev. Mod. Phys. **66**, 1125 (1994).
- [128] M.P.A. Fisher, Phys. Rev. Lett. **62**, 1415 (1989).
- [129] Daniel S. Fisher, Phys. Rev. Lett. **56**, 416 (1986).
- [130] R.H. Koch, V. Foglietti, W.J. Gallagher, G. Koren, A. Gupta, et M.P.A. Fisher, Phys. Rev. Lett. **63**, 1511 (1989).
- [131] C. Dekker, W. Eidelloth, et R.H. Koch, Phys. Rev. Lett. **68**, 3347 (1992).
- [132] C. Dekker, P.J.M. Wöltgens, R.H. Koch, B.W. Hussey, et A. Gupta, Phys. Rev. Lett. **69**, 2717 (1992).
- [133] N.-C. Yeh, D. S. Reed, W. Jiang, U. Kriplani, C.C. Tsuei, C.C. Chi, et F. Holtzberg, Phys. Rev. Lett. **71**, 4043 (1993)
- [134] P.L. Gammel, L.F. Schneemeyer, et D.J. Bishop, Phys. Rev. Lett. **66**, 953 (1991)
- [135] H. Safar, P.L. Gammel, D.J. Bishop, D.B. Mitzi, et A. Kapitulnik, Phys. Rev. Lett. **68**, 2672 (1992).
- [136] C.J. van der Beek, P.H. Kes, M.P. Maley, M.J.V. Menken, et A.A. Menovsky, Physica C **195**, 307 (1992).
- [137] T. Klein, A. Conde-Gallardo, J. Marcus, C. Escribe-Filippini, P. Samuely, P. Szabó, et A. G. Jansen, Phys. Rev. B **58**, 12411 (1998)
- [138] D.R. Nelson, "Vortex Line Fluctuations in Superconductors from Elementary Quantum Mechanics", dans *Phase Transitions and Relaxation in Systems with Competing Energy Scales*, NATO ASI Series, Geilo, Norvège, 13 au 23/4/1993 (1993).
- [139] U.C. Täuber, H.J. Dai, D.R. Nelson, et C.M. Lieber, Phys. Rev. Lett. **74**, 5132 (1995).
- [140] U.C. Täuber et D.R. Nelson, Phys. Rev. B **52**, 16106 (1995).
- [141] C. Wengel et U.C. Täuber, Phys. Rev. Lett. **78**, 4845 (1997).
- [142] L. Baril, T. Klein, J. Marcus, et C. Escribe-Filippini, Phys. Rev. B **54**, 16058 (1996).
- [143] M. Hawley, I.D. Raistrick, J.C. Beery, et R.J. Houlton, Science **251**, 1587 (1991).
- [144] Ch. Gerber, D. Anselmetti, J.G. Bednorz, J. Mannhart, et D.G. Schlom, Nature **350**, 280 (1991).
- [145] I.D. Raistrick et M. Hawley, in *Interfaces in High T_c Superconductors*, Springer (1993).
- [146] B. Dam, J.M. Huijbregtse, F.C. Klaassen, R.C.F. van der Geest, G. Doornbos, J.H. Rector, A.M. Testa, S. Freisem, J.C. Martinez, B. Stauble-Pümpin, et R. Griessen, Nature **399**, 439 (1999).
- [147] R.L. Fleischer, H.R. Hart, K.W. Lay, et F.E. Luborsky, Phys. Rev. B **40**, 2163 (1989)
- [148] J. Lidmar et M. Wallin, Europhys. Lett. **47**, 494 (1999).

- [149] C.J. van der Beek, M. Konczykowski, V.M. Vinokur, T.W. Li, P.H. Kes, et G.W. Crabtree, Phys. Rev. B **51**, 15492 (1995).
- [150] W. Jiang, N.-C. Yeh, D.S. Reed, U. Kriplani, D.A. Beam, M. Konczykowski, T.A. Tombrello, F. Holtzberg, Phys. Rev. Lett. **72**, 550 (1994).
- [151] S.A. Grigera, E. Morré, E. Osquiguil, C. Balseiro, G. Nieva, et F. de la Cruz, Phys. Rev. Lett. **81**, 2348 (1998).
- [152] A. Vestergren, M. Wallin, S. Teitel, H. Weber, Phys. Rev. B **70**, 054508 (2004).
- [153] S. Colson, C.J. van der Beek, M. Konczykowski, M.B. Gaifullin, Y. Matsuda, P. Gierlowski, Ming Li, P.H. Kes, Phys. Rev. B **69**, 180510 (2004)
- [154] F. Holtzberg et C. Feild, Eur. J. Solid State Inorg. Chem **27**, 107 (1990).
- [155] T.W. Li, P.H. Kes, W.T. Fu, A.A. Menovsky, et J.J.M. Franse, Physica C **224**, 110 (1994).
- [156] T.W. Li, A.A. Menovsky, J.J.M. Franse, et P.H. Kes, Physica C **257**, 179 (1996).
- [157] T.W. Li, R.J. Drost, A.A. Menovsky, C. Træholt, H.W. Zandbergen, et P.H. Kes, Czechoslovak. J. Phys. **46**, 1677 (1996).
- [158] T.W. Li, R.J. Drost, P.H. Kes, C. Træholt, H.W. Zandbergen, N.T. Hien, A.A. Menovsky, et J.J.M. Franse, Physica C **274**, 197 (1997).
- [159] Ming Li, C.J. van der Beek, M. Konczykowski, A.A. Menovsky, et P.H. Kes, Phys. Rev. B **66**, 024502 (2002).
- [160] L.A. Dorosinskiĭ, M.V. Indenbom, V.I. Nikitenko, Yu.A. Ossip'yan, A.A. Polyanskii, et V.K. Vlasko-Vlasov, Physica C **203**, 149 (1992).
- [161] Ming Li, P.H. Kes, S.F.W.R. Rycroft, C.J. van der Beek, M. Konczykowski, Physica C **408-410**, 25-26 (2004)(Proc. of M2S - HTSC VII Rio de Janeiro).
- [162] M.V. Indenbom, dans *Magneto-Optical Imaging*, ed. Tom H. Johansen et Daniel V. Shantsev, Dept. of Physics, University of Oslo, Norway (NATO SCIENCE SERIES : II : Mathematics, Physics and Chemistry : Volume 142, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, May 2004 ISBN 1-4020-1997-1).
- [163] S. Lemerle, J. Ferré, C. Chappert, V. Mathet, T. Giamarchi, et P. Le Doussal, Phys. Rev. Lett. **80**, 849 (1998).
- [164] V.K. Vlasko-Vlasov, Y.K. Lin, D.J. Miller, U. Welp, G.W. Crabtree, et V.I. Nikitenko, Phys. Rev. Lett. **84**, 2239 (1998).
- [165] U. Welp, V. K. Vlasko-Vlasov, X. Liu, J. K. Furdyna, et T. Wojtowicz, Phys. Rev. Lett. **90**, 167206 (2003)
- [166] G. Jung, M.V. Indenbom, V. Markovich, C.J. van der Beek, J. Phys. Cond. Matter. **16** (30) 5461-5468 (2004).
- [167] G. Jung, V. Markovich, C.J. van der Beek, D. Mogilyansky, Phys. Rev. B **72**, 134412 (2005).
- [168] A. Soibel, E. Zeldov, M. Rappaport, Y. Myasoedov, T. Tamegai, S. Ooi, M. Konczykowski, et V. Geshkenbein, Nature **406**, 282 (2000).
- [169] N. Morozov, E. Zeldov, D. Majer et M. Konczykowski, Phys. Rev. B **54**, R3784 (1996).
- [170] C.P. Bean, Phys. Rev. Lett. **8**, 250 (1962).
- [171] E. Zeldov, J.R. Clem, M. McElfresh, et M. Darwin, Phys. Rev. B **49**, 9802 (1994).
- [172] J. Gilchrist et M. Konczykowski, Physica (Amsterdam) C **212**, 43 (1993).
- [173] A.E. Koshelev, Phys. Rev. B **50**, 506 (1994).
- [174] T. Shibauchi, T. Nakano, M. Sato, T. Kisu, N. Kameda, N. Okuda, S. Ooi, T. Tamegai, Phys. Rev. Lett. **83**, 1010 (1999).
- [175] C. Murray, P.L. Gammel, D.J. Bishop, D.B. Mitzi, et A. Kapitulnik, Phys. Rev. Lett. **64**, 2312 (1990).

- [176] H.J. Dai, J. Liu, et C.M. Lieber, Phys. Rev. Lett. **72**, 348 (1994).
- [177] M. Marchevsky, L.A. Gurevich, P.H. Kes, et J. Aarts, Phys. Rev. Lett. **75**, 2400 (1995).
- [178] A. Oral, J.C. Barnard, S.J. Bending, I.I. Kaya, S. Ooi, T. Tamegai, et M. Henini, Phys. Rev. Lett. **80**, 3610 (1998).
- [179] K.A. Moler, J.R. Kirtley, R. Liang, D. Bonn, et W. Hardy, Phys. Rev. B **55**, 12753 (1996).
- [180] I. Joumard, J. Marcus, T. Klein, et R. Cubitt, Phys. Rev. Lett. **82**, 4930 (1999).
- [181] Y. Matsuda, M.B. Gaifullin, et K. Kumagai, Phys. Rev. Lett. **75**, 4512 (1995).
- [182] M. Tachiki, T. Koyama, et S. Takahashi, Phys. Rev. B **50**, 7065 (1994).
- [183] K. Schlenga, G. Hechtfisher, R. Kleiner, W. Walkenhorst, P. Müller, H. L. Johnson, M. Veith, W. Brodkorb, et E. Steinbeiss, Phys. Rev. Lett. **76**, 4943 (1996).
- [184] W. Walkenhorst, G. Hechtfisher, S. Schlötzer, R. Kleiner, et P. Müller, Phys. Rev. B **56**, 8396 (1997).
- [185] M. Tachiki, in *Coherence in High Temperature Superconductors*, edited by G. Deutscher et A. Revcoleschi (World Scientific, Singapore 1996)
- [186] L.N. Bulaevskii, M.P. Maley, et M. Tachiki, Phys. Rev. Lett. **74**, 801 (1995).
- [187] L.N. Bulaevskii, V.L. Pokrovsky, et M.P. Maley, Phys. Rev. Lett. **76**, 1719 (1996).
- [188] A.E. Koshelev, Phys. Rev. Lett. **77**, 3901 (1996).
- [189] O.K.C. Tsui, N.P. Ong, Y. Matsuda, Y.F. Yan, et J.B. Peterson, Phys. Rev. Lett. **73**, 724 (1994).
- [190] O.K.C. Tsui, in *Spectroscopic Studies of Superconductors*, Ed. I. Bozovic, SPIE Bellingham 1996.
- [191] Y. Matsuda, M.B. Gaifullin, K. Kumagai, M. Kosugi, et K. Hirata, Phys. Rev. Lett. **78**, 1972 (1997).
- [192] A. Maeda, Y. Tsuchiya, T. Hanaguri, S. Sakamoto, H. Ikeda, et R. Yoshizaki, Physica C **293**, 143 (1997).
- [193] T. Hanaguri, Y. Tsuchiya, et A. Maeda, Phys. Rev. B **58**, R8929 (1998).
- [194] T. Shibauchi, A. Mashio, M. Sato, T. Tamegai, H. Mori, S. Tajima, et S. Tanaka, J. Low. Temp. Phys. **105**, 1715-1720 (1996).
- [195] T. Shibauchi, A. Mashio, M. Sato, T. Tamegai, H. Mori, S. Tajima, et S. Tanaka, Phys. Rev. B **55**, R11977 (1997).
- [196] K. Kadowaki, I. Kakeya, M.B. Gaifullin, T. Mochiku, S. Takahashi, T. Koyama, et M. Tachiki, Phys. Rev. B **56**, 5617 (1997).
- [197] I. Kakeya, K. Kadowaki, S. Takahashi, et T. Mochiku, Phys. Rev. B **57**, 3108 (1998).
- [198] R.J. Drost, C.J. van der Beek, H.W. Zandbergen, M. Konczykowski, A.A. Menovsky, P.H. Kes, Phys. Rev. B **59**, 13612 (1999).
- [199] Ming Li, C.J. van der Beek, M. Konczykowski, H.W. Zandbergen, et P.H. Kes, Phys. Rev. B **66**, 014535 (2002).
- [200] C.J. van der Beek, M. Konczykowski, A.V. Samoilov, N. Chikumoto, et M.V. Feigel'man, Phys. Rev. Lett. **86**, 5136 (2001).
- [201] F. Rullier-Albenque, P.A. Vieillefond, H. Alloul, A.W. Tyler, P. lejay, et J.F. Marucco, Europhys. Lett. **50**, 81 (2000).
- [202] N. Ishikawa, C.J. van der Beek, G. Jaskierowicz, A. Dunlop, Ming Li, P.H. Kes, S. Della-Negra, J. Phys. Soc. Japan **73**, 2813-2821 (2004).
- [203] N. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zenitani, et J. Akimitsu, Nature **410**, 63 (2001).
- [204] P. Spathis, S. Colson, F. Yang, C.J. van der Beek, P. Gierlowaski, T. Shibauchi, Y. Matsuda, M. Gaifullin, Ming Li, et P.H. Kes, Phys. Rev. B **77**, 104503 (2008).

- [205] L.B. Ioffe et A.J. Millis, *Science* **285**, 1241 (1999); *Phys. Rev. B* **61**, 9077 (2000).
- [206] V.J. Emery et S.A. Kivelson, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3253 (1995).
- [207] A.A. Abrikosov et L.P. Gor'kov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **39**, 1781 (1960); [*Sov. Phys. JETP* **12**, 1243 (1961)].
- [208] N.E. Hussey, *Adv. Phys.* **51**, 1685 (2002).
- [209] T. Shibauchi et S. Horiuchi, *Physica C* **460-462**, 174 (2007).
- [210] Y. Fukuzumi, K. Mizuhashi, et S. Uchida, *Phys. Rev. B* **61**, 627 (2000).
- [211] K. Maki et S. Haas, *Phys. Rev. B* **67**, 020510(R) (2003).
- [212] T. Xiang et J.M. Wheatley, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4632 (1999).
- [213] O.K. Andersen, A.I. Liechtenstein, O. Jepsen, et F. Paulsen, *J. Phys. Chem. Solids* **56** 1573 (1995).
- [214] D. van der Marel, *Phys. Rev. B* **60**, R765 (1999).
- [215] M.B. Gaifullin, Y. Matsuda, N. Chikumoto, J. Shimoyama, K. Kishio, et R. Yoshizaki, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3928 (1999).
- [216] R.J. Radtke, V.N. Kostur, et K. Levin, *Phys. Rev. B* **53**, R522 (1996).
- [217] Yu. I. Latyshev, T. Yamashita, L.N. Bulaevskii, M.J. Graf, A.V. Balatsky, et M.P. Maley, *Phys. Rev. Lett.* **823**, 5345 (1999).
- [218] Wonkee Kim et J.P. Carbotte, *Phys. Rev. B* **63**, 054526 (2001).
- [219] T. Xiang, C. Panagopoulos, et J. Cooper, *Int. J. Mod. Phys. B* **12**, 1007 (1998).
- [220] M. Le Tacon, A. Sacuto, A. Georges, G. Kotliar, Y. Gallais, D. Colson, et A. Forget, *Nat. Phys.* **2**, 537 (2006).
- [221] W. Sacks, T. Cren, D. Roditchev, et B. Douçot, *Phys. Rev. B* **74**, 174517 (2006).
- [222] E. Roddick et D.N. Stroud, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1430 (1995).
- [223] A. Paramekanti, M. Randeria, T.V. Ramakrishnan, et S.S. Mandal, *Phys. Rev. B* **62**, 6786 (2000).
- [224] A. Paramekanti, *Phys. Rev. B* **65**, 104521 (2002).
- [225] Y.J. Uemura, V.J. Emery, A.R. Moodenbaugh, M. Suenaga, D.C. Johnston, A.J. Jacobson, J.T. Lewandowski, J.H. Brewer, R.F. Kiefl, S.R. Kreitzman, G.M. Luke, T. Riseman, C.E. Stronach, W.J. Kossler, J.R. Kempton, X.H. Yu, D. Opie, et H.E. Schone, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 909 (1989).
- [226] M.B. Gaifullin, Y. Matsuda, N. Chikumoto, J. Shimoyama, K. Kishio, et R. Yoshizaki, *Physica C* **362**, 228 (2001).
- [227] D. Fuchs, R.A. Doyle, E. Zeldov, D. Majer, W.S. Seow, R.J. Drost, T. Tamegai, S. Ooi, M. Konczykowski, et P.H. Kes, *Phys. Rev. B* **55**, R6156 (1997).
- [228] D.R. Nelson et H.S. Seung, *Phys. Rev. B* **39**, 9153 (1989).
- [229] E.H. Brandt, *Phys. Stat. Sol.* **77**, 551 (1976).
- [230] A.E. Koshelev et V.M. Vinokur, *Phys. Rev. B* **57**, 8026 (1998).
- [231] T.R. Goldin et B. Horovitz, *Phys. Rev. B* **58**, 9524 (1998).
- [232] L.L. Daemen, L. Bulaevskii, M.P. Maley, et J.Y. Coulter, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1167 (1993).
- [233] L.L. Daemen, L. Bulaevskii, M.P. Maley, et J.Y. Coulter, *Phys. Rev. B* **47**, 11291 (1993).
- [234] M.J.W. Dodgson, A.E. Koshelev, V.B. Geshkenbein, et G. Blatter, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2698 (2000).
- [235] E. Frey, D.R. Nelson, et D.S. Fischer, *Phys. Rev. B* **49**, 9723 (1994).
- [236] M.J.W. Dodgson, V.B. Geshkenbein, et J. Blatter, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5358 (1999).
- [237] E. Olive et E.H. Brandt, *Phys. Rev. B* **57**, 13861 (1998).
- [238] M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, et A.I. Larkin, *Physica C* **167**, 117 (1990).
- [239] J. Friedel, *J. Phys. (Paris)* **49**, 1561 (1988).

- [240] S.E. Korshunov, Europhys. Lett. **11**, 757 (1990).
- [241] M.V. Indenbom, Physica (Amsterdam) C **235–240**, 201 (1994).
- [242] E. Zeldov, D. Majer, M. Konczykowski, A.I. Larkin, V.M. Vinokur, V.B. Geshkenbein, N. Chikamoto, et H. Strikman, Europhys. Lett. **30**, 367 (1995).
- [243] C.J. van der Beek, I. Abal'osheva, M. Konczykowski, Ming Li, P.H. Kes, et M.V. Indenbom, dans *Magneto-Optical Imaging*, ed. Tom H. Johansen et Daniel V. Shantsev, Dept. of Physics, University of Oslo, Norway (NATO SCIENCE SERIES : II : Mathematics, Physics and Chemistry : Volume 142, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, May 2004 ISBN 1-4020-1997-1)
- [244] T. Shibauchi, T. Nakano, M. Sato, T. Kisu, N. Kameda, N. Okuda, S. Ooi, et T. Tamegai, Phys. Rev. Lett. **83**, 1010 (1999).
- [245] M.B. Gaifullin, Y. Matsuda, N. Chikumoto, J. Shimoyama, et K. Kishio, Phys. Rev. Lett. **84**, 2945 (1999).
- [246] A.E. Koshelev et L.N. Bulaevskii, Physica C **341–348**, 1503 (2000).
- [247] L.N. Bulaevskii, A.E. Koshelev, V.M. Vinokur, et M.P. Maley, Phys. Rev. B **61**, R3819 (2000).
- [248] E.H. Brandt et E.B. Sonin, Phys. Rev. B **66**, 064505 (2002).
- [249] J. Blatter, V. Geshkenbein, A.I. Larkin, et H. Nordborg, Phys. Rev. B **54**, 72 (1996).
- [250] M.V. Feigel'man et V.M. Vinokur, Phys. Rev. B **41**, 8986 (1990).
- [251] Ing-Jye Hwang et D. Stroud, Phys. Rev. B **59**, 3896 (1999).
- [252] M.J.W. Dodgson, V.B. Geshkenbein, H. Nordborg, et G. Blatter **80**, 837 (1998).
- [253] V.M. Vinokur, B. Khaykovich, E. Zeldov, M. Konczykowski, R.A. Doyle, et P.H. Kes, Physica C **295**, 209 (1998).
- [254] S. Ooi, T. Shibauchi, N. Okuda, et T. Tamegai, Phys. Rev. Lett. **82**, 4308 (1999).
- [255] M. Konczykowski, C.J. van der Beek, M.V. Indenbom, E. Zeldov, Physica C **341–348**, 1213 (2000).
- [256] M. Konczykowski, C.J. van der Beek, A.E. Koshelev, V. Mosser, M. Dodgson, E. Zeldov, et P.H. Kes, Phys. Rev. Lett. **97** 237005 (2006).
- [257] A.E. Koshelev, Phys. Rev. Lett. **82**, 187 (1999), *ibid.* **83**, 1274 (1999).
- [258] Ophelia K.C. Tsui, N. P. Ong, J. B. Peterson, Phys. Rev. Lett. **76**, 819-822 (1996).
- [259] Y. Matsuda, M. B. Gaifullin, K. Kumagai, K. Kadowaki, T. Mochiku, et K. Hirata, Phys. Rev. B **55**, R8685 (1997).
- [260] S. P. Bayrakci, O.K.C. Tsui, N. P. Ong, K. Kishio, S. Watauchi, Europhys. Lett. **46**, 68-74 (1999).
- [261] A.E. Koshelev, L.N. Bulaevski, et M.P. Maley, Phys. Rev. B **62**, 14403 (2000).
- [262] I. Kakeya, T. Wada, R. Nakamura, K. Kadowaki, J. Low Temp. Physics **117**, 611 (1999).
- [263] I. Kakeya, T. Wada, R. Nakamura, et K. Kadowaki, Phys. Rev. B **72**, 014540 (2005).
- [264] A.E. Koshelev, Phys. Rev. B **76**, 054525 (2007).
- [265] L. N. Bulaevskii, M. Maley, H. Safar, et D. Dominguez, Phys. Rev. B **53**, 6634 (1996).
- [266] S.J. Bending et M.J.W. Dodgson, J. Phys. – Cond. Matter **17**, R955 (2005).
- [267] A. Grigorenko, S. Bending, T. Tamegai, S. Ooi, et M. Henini, Nature **414**, 728 (2001).
- [268] T. Matsuda, O. Kamimura, H. Kasai, K. Harada, T. Yoshida, T. Akashi, A. Tonomura, Y. Nakayama, J. Shimoyama, et K. Kishio, Science **294**, 2136 (2001).
- [269] Yu. I. Latyshev, A.E. Koshelev, et L.N. Bulaevskii, Phys. Rev. B **68**, 134504 (2003).
- [270] A.E. Koshelev, Yu. I. Latyshev, et M. Konczykowski, Phys. Rev. B **74**, 104509 (2006).
- [271] P. Spathis, M. Konczykowski, C.J. van der Beek, P. Gierlowski, Ming Li, et P.H. Kes, Phys. Rev. B **76**, 104518 (2007).

- [272] A.E. Koshelev, L.N. Bulaevskii, et M.P. Maley, Phys. Rev. Lett. **81**, 902 (1998).
- [273] C.A. Bolle, P.L. Gammel, D.G. Grier, C.A. Murray, D.J. Bishop, D.B. Mitzi, et A. Kapitulnik, Phys. Rev. Lett. **66** 112 (1995).
- [274] I.V. Grigorieva, J.W. Steeds, G. Balakrishnan, et D. McKenzie Paul, Phys. Rev. B **51** 3765 (1995).
- [275] A.E. Koshelev et I. Aranson, Phys. Rev. B **74**, 174508 (2001).
- [276] Y. Nonomura et X. Hu, Phys. Rev. B **74**, 024504 (2006).
- [277] S.E. Inderhees, M.B. Salamon, Nigel Goldenfeld, J.P. Rice, B.G. Pazol, D.M. Ginsberg, J.Z. Liu, et G.W. Crabtree, Phys. Rev. Lett. **60**, 1178 (1988).
- [278] M. Campostrini, M. Hasenbusch, A. Pelissetto, et E. Vicari, Phys. Rev. B **74**, 144506 (2006).
- [279] N. Overend, M.A. Howson, et I.D. Lawrie, Phys. Rev. Lett. **72**, 3238 (1994).
- [280] C.J. van der Beek, Thierry Klein, René Bruseti, Christophe Marcenat, Mats Wallin, S. Teitel, et Hans Weber, Phys. Rev. B **75**, 100501(R) (2007).
- [281] R. Ikeda, J. Phys. Soc. Jpn. **64**, 1683 (1995).
- [282] J.G. Ossandon, J.R. Thompson, Y.C. Kim, Yang Ren Sun, D.K. Christen, et B.C. Chakoumakos, Phys. Rev. B **51**, 8551 (1995).
- [283] C.J. van der Beek, M. Konczykowski, T.W. Li, P.H. Kes, et W. Benoit, Phys. Rev. B. **54**, R792 (1996).
- [284] A. Wahl, V. Hardy, J. Provost, C. Simon, et A. Buzdin, Physica C **250**, 163 (1995).
- [285] R.J. Drost, C.J. van der Beek, J.A. Heijn, M. Konczykowski, et P.H. Kes, Phys. Rev. B **58**, R615 (1998).
- [286] C.J. van der Beek, M. Konczykowski, V.M. Vinokur, T.W. Li, P.H. Kes, et G.W. Crabtree, Phys. Rev. Lett. **74**, 1214 (1995).
- [287] D. Zech, S.L. Lee, H. Keller, G. Blatter, P. H. Kes, et T.W. Li, Phys. Rev. B **54**, 6129 (1996).
- [288] W.S. Seow, R.A. Doyle, A. M. Campbell, G. Balakrishnan, D.McK. Paul, K. Kadowaki, et G. Wirth, Phys. Rev. B **53**, 14 611 (1996).
- [289] V. Hardy, A. Wahl, S. Hébert, A. Ruyter, J. Provost, D. Groult, et C. Simon, Phys. Rev. B **54**, 656 (1996).
- [290] W. Gerhäuser, G. Ries, H.W. Neumüller, W. Schmidt, O. Eibl, G. Saemann-Ischenko, et S. Klaumünzer, Phys. Rev. Lett. **68**, 879 (1992).
- [291] J.R. Thompson *et al.*, Appl. Phys. Lett. **60**, 2306 (1992).
- [292] L. Klein, E. R. Yacoby, Y. Yeshurun, M. Konczykowski, et K. Kishio, Phys. Rev. B **48**, 3523 (1993).
- [293] G.S. Mkrtchyan et V.V. Shmidt, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **61**, 367 (1971) [Sov. Phys. JETP **34**, 195 (1972)].
- [294] C.J. van der Beek, M. Konczykowski, R.J. Drost, P.H. Kes, N. Chikumoto, et S. Bouffard, Phys. Rev. B **61**, 4259 (2000).
- [295] L.N. Bulaevskii, M. Ledvij, et V.G. Kogan, Phys. Rev. Lett. **68**, 3773 (1992).
- [296] L.N. Bulaevskii, V.M. Vinokur, et M.P. Maley, Phys. Rev. Lett. **77**, 936 (1996).
- [297] M. Sato, T. Shibauchi, S. Ooi, T. Tamegai, et M. Konczykowski, Phys. Rev. Lett. **79**, 3759 (1997).
- [298] M. Kosugi, Y. Matsuda, M.B. Gaifullin, L.N. Bulaevskii, N. Chikumoto, M. Konczykowski, J. Shimoyama, K. Kishio, K. Hirata, et K. Kumagai, Phys. Rev. Lett. **79**, 3763 (1997).
- [299] M. Kosugi, Y. Matsuda, M.B. Gaifullin, L.N. Bulaevskii, N. Chikumoto, M. Konczykowski, J. Shimoyama, K. Kishio, et K. Hirata, Phys. Rev. B **59**, 8970 (1998).
- [300] N. Morozov, M.P. Maley, L.N. Bulaevskii, et J. Sarrao, Phys. Rev. B **57**, R8146 (1998).
- [301] N. Morozov, M.P. Maley, L.N. Bulaevskii, V. Thorsmølle, A.E. Koshelev, A. Petrean, et W.K. Kwok, Phys. Rev. Lett. **82**, 1008 (1999).

- [302] E.H. Brandt et G.P. Mikitik, Phys. Rev. Lett. **89**, 027002 (2002); G.P. Mikitik et E.H. Brandt, Phys. Rev. B **67**, 104511 (2003)
- [303] Nurit Avraham, E. H. Brandt, G. P. Mikitik, Y. Myasoedov, M. Rappaport, E. Zeldov, C. J. van der Beek, M. Konczykowski, et T. Tamegai, Phys. Rev. B **77**, 214525 (2008)
- [304] R. Klemm, M.R. Beasley, et A. Luther, Phys. Rev. **5**, 868 (1973).
- [305] Gregory M. Braverman, Sergey A. Gredeskul, et Yshai Avishai, Phys. Rev. B **65**, 054512 (2002)
- [306] B. Hayani, S.T. Johnson, L. Fruchter, C.J. van der Beek, Phys. Rev. B **61**, 717 (2000).
- [307] V. Hardy, D. Groult, M. Hervieu, J. Provost, B. Raveau, et S. Bouffard, Nucl. Inst. Meth. B **54**, 472 (1991).
- [308] Y. Yan et M. A. Kirk, Phys. Rev. B **57**, 6152 (1998).
- [309] A. Legris, F. Rullier-Albenque, et P. Lejay, Rad. Eff. Def. Sol. **126**, 155 (1993); A. Legris, F. Rullier-Albenque, et P. Lejay, Phys. Rev. B **48**, 10634 (1993).
- [310] J.R. Cooper, J.W. Loram, et J.M. Wade, Phys. Rev. B **51**, 6179 (1995).
- [311] T. Klein, C. Marcenat, S. Blanchard, J. Marcus, C. Bourbonnais, R. Brusetti, C.J. van der Beek, et M. Konczykowski, Phys. Rev. Lett. **92**, 037005 (2004).
- [312] S.S. Banerjee, S. Goldberg, A. Soibel, Y. Myasoedov, M. Rappaport, E. Zeldov, C.J. van der Beek, M. Konczykowski, T. Tamegai, et V. M. Vinokur, Phys. Rev. Lett. **92**, 097002 (2004)
- [313] L. Radzihovsky, Phys. Rev. Lett. **74**, 4919 (1995).
- [314] B. Khaykovich, E. Zeldov, D. Majer, T.W. Li, P.H. Kes, et M. Konczykowski, Phys. Rev. Lett. **76**, 2555 (1996).
- [315] B. Khaykovich, M. Konczykowski, R. Doyle, E. Zeldov, D. Majer, P.H. Kes, et T.W. Li, Physica C **282-287**, 2067-2068 (1997).
- [316] B. Khaykovich, D. T. Fuchs, K. Teitelbaum, Y. Myasoedov, E. Zeldov, T. Tamegai, S. Ooi, M. Konczykowski, R. A. Doyle, S.F.W.R. Rycroft, Phys. Rev. Lett. (1999).
- [317] E. H. Brandt, Phys. Rev. Lett. **57**, 1347 (1986).
- [318] C.J. van der Beek, S. Colson, M.V. Indenbom, et M. Konczykowski, Phys. Rev. Lett. **84**, 4196 (2000).
- [319] M. Konczykowski, S. Colson, C.J. van der Beek, M.V. Indenbom, P.H. Kes, et E. Zeldov, Physica C **332** (1-4), 219-244 (2000).
- [320] S.S. Banerjee, A. Soibel, Y. Myasoedov, M. Rappaport, E. Zeldov, M. Menghini, Y. Fasano, F. de la Cruz, C.J. van der Beek, et M. Konczykowski, Phys. Rev. Lett. **90**, 087004 (2002).
- [321] C.J. van der Beek, S. Colson, M. Konczykowski, M.V. Indenbom, R.J. Drost, et P.H. Kes, Physica C **341-348** (2000), 1279-1280.
- [322] M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, et V.M. Vinokur, Phys. Rev. Lett. **63**, (1989).
- [323] M.V. Indenbom, E.H. Brandt, C.J. van der Beek, et M. Konczykowski, Phys. Rev. B **70**, 144525 (2004).
- [324] A. Soibel, E. Zeldov, M. Rappaport, Y. Myasoedov, T. Tamegai, S. Ooi, M. Konczykowski, et V. Geshkenbein, Nature **406**, 282 (2000).
- [325] S. Gordeev *et al.*, Nature **385**, 324 (1997).
- [326] S. Gordeev *et al.*, Phys. Rev. B **58**, 527 (1998).
- [327] A. Rassau *et al.*, Physica C **328**, 14 (1999).
- [328] S. Kokkalis *et al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 5116 (1999).
- [329] N. Avraham, B. Khaykovich, Y. Myasoedov, M. Rappaport, H. Shtrikman, D. E. Feldman, T. Tamegai, P.H. Kes, Ming Li, M. Konczykowski, C.J. van der Beek, et E. Zeldov, Nature (London) **411**, 451 (2001).

- [330] C.J. van der Beek, M.V. Indenbom, V. Berseth, T.W. Li, et W. Benoit, *Journ. Low Temp. Phys.* **105**, 1047 (1996)
- [331] M. Konczykowski, *Physica C* **235-240**, 197 (1994).
- [332] M. Konczykowski, N. Chikumoto, V. Vinokur, M. Feigel'man, *Physica C* **235-240**, 2845 (1994).
- [333] M. Konczykowski, N. Chikumoto, V.M. Vinokur, et M.V. Feigel'man, *Phys. Rev. B* **51**, 3957 (1995).
- [334] R.A. Doyle, W.S. Seow, Y. Yan, A. M. Campbell, T. Mochiku, K. Kadowaki, et G. Wirth, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1155 (1996)
- [335] Noriko Chikumoto, Makoto Kosugi, Yuji Matsuda, Marcin Konczykowski, et Kohji Kishio, *Phys. Rev. B* **57**, 14507 (1998)
- [336] Nurit Avraham, Y.Y. Goldschmidt, J.T. Liu, Y. Myasoedov, M. Rappaport, E. Zeldov, C.J. van der Beek, M. Konczykowski, et T. Tamegai, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 087001 (2007)
- [337] A.I. Larkin et V.M. Vinokur, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4666 (1995).
- [338] A.E. Koshelev, P. Le Doussal, et V.M. Vinokur, *Phys. Rev. B* **53**, R8855 (1996).
- [339] J. Zittarz et J.S. Langer, *Phys. Rev.* **148**, 741 (1966).
- [340] I.M. Lifshitz, *Sov. Phys JETP*. **26**, 462 (1968); I.M. Lifshitz *et al.*, *Introduction to the Theory of Disordered Systems* (Wiley, New York 1988).
- [341] F.F. Ternovskiĭ et L.N. Shekata, *Sov. Phys. JETP* **35**, 1202 (1972).
- [342] A.E. Koshelev, *Physica C* **223**, 276 (1994).
- [343] D. Fuchs, E. Zeldov, M. Rappaport, T. Tamegai, S. Ooi, et H. Shtrikman, *Nature (London)* **391**, 373 (1998).
- [344] L. Burlachkov, A.E. Koshelev, et V. M. Vinokur, *Phys. Rev. B* **54**, 6750 (1996).
- [345] C. Wengel et U.C. Täuber, *Phys. Rev. B* **58**, 6565 (1998).
- [346] M.V. Indenbom, C.J. van der Beek, M. Konczykowski, et F. Holtzberg, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1792 (2000).
- [347] Ernst Helmut Brandt, *Phys. Rev. B* **54**, 4246 (1996).
- [348] L. Civale, A.D. Marwick, T.K. Worthington, M.A. Kirk, J.R. Thompson, L. Krusin-Elbaum, Y. Sun, J.R. Clem, et F. Holtzberg, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 648 (1991).
- [349] L.M. Paulius, J.A. Fendrich, W.K. Kwok, A.E. Koshelev, V.M. Vinokur, G.W. Crabtree, et B.G. Glagola, *Phys. Rev. B* **56**, 913 (1997).
- [350] A.A. Zhukov, G.K. Perkins, L.F. Cohen, A.D. Caplin, H. Küpfer, T. Wolf, et G. Wirth, *Phys. Rev. B* **58**, 8820 (1998).
- [351] A. Silhanek, L. Civale, S. Candia, G. Nieva, G. Pasquini, et H. Lanza, *Phys. Rev. B* **59**, 13620.
- [352] K. Itaka, T. Shibauchi, M. Yasugaki, T. Tamegai, et S. Okayasu, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5144 (2001)
- [353] J.R. Thompson, L. Krusin-Elbaum, L. Civale, G. Blatter, et C. Feild, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 3181 (1997).
- [354] T. Hwa, P. LeDoussal, D.R. Nelson, et V.M. Vinokur, *Phys. Rev. B* **71**, 3545 (1993).
- [355] W.K. Kwok, L.M. Paulius, V.M. Vinokur, A.M. Petrean, R.M. Ronningen, et G.W. Crabtree, *Phys. Rev. B* **58**, 14594 (1998).
- [356] L. Krusin-Elbaum, L. Civale, J.R. Thompson, et C. Feild, *Phys. Rev. B* **53**, 11744 (1996).
- [357] L. Krusin-Elbaum, L. Civale, et C. Feild, *Physica C* **235**, 2801 (1994).
- [358] M. Konczykowski, F. Rullier-Albenque, E.R. Yacoby, A. Shaulov, et Y. Yeshurun, *Phys. Rev. B* **44**, 7167 (1991).
- [359] M.V. Indenbom, C.J. van der Beek, V. Berseth, M. Konczykowski, F. Holtzberg, et W. Benoit, *Czech.Slov J. Phys.* **46** S3, 1541 (1996).

- [360] L. Trappeniers, J. Vanacken, L. Weckhuysen, K. Rosseel, A. Yu. Didyk, I.N. Goncharov, L.I. Leonyuk, W. Boon, F. Herlach, V.V. Moshchalkov, et Y. Bruynseraede, *Physica C* **313**, 1 (1999).
- [361] B. Espinosa-Arronte, M. Andersson, C.J. van der Beek, M. Nikolaou, J. Lidmar, M. Wallin, *Phys. Rev. B* **75**, 100505(R) (2007).
- [362] K. McElroy, Jinho Lee, J. A. Slezak, D.-H. Lee, H. Eisaki, S. Uchida, J.C. Davis, *Science* **309**, 1048 (2005).
- [363] T.S. Nunner, B.M. Andersen, A. Melikyan, et P.J. Hirschfeld, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 177003 (2005) (cond-mat/0504693).
- [364] C.J. van der Beek, M. Konczykowski, A. Abal'oshev, I. Abal'osheva, P. Gierlowski, S. Lewandowski, M.V. Indenbom, S. Barbanera, *Physical Review B* **66**, 024523 (2002).
- [365] Yu. N. Ovchinnikov et B.I. Ivlev, *Phys. Rev. B* **43**, 8024 (1991).
- [366] G. Blatter, V.B. Geshkenbein, et J.A. Koopmann, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 067009 (2004).
- [367] P.H. Kes et C.C. Tsuei, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 1930 (1981).
- [368] F.C. Klaassen, G. Doornbos, J.M. Huijbregtse, R.C. van der Geest, B. Dam, et R. Griessen, *Phys. Rev. B* **64**, 184523 (2001).
- [369] A. Schöenberger, V.B. Geshkenbein, et G. Blatter, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 138 (1995).
- [370] A. Pruymboom, P. H. Kes, E. van der Drift, et S. Radelaar, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1430 (1988).
- [371] Y. Paltiel, E. Zeldov, Y. Myasoedov, M.L. Rappaport, G. Jung, S. Bhattacharya, M.J. Higgins, Z.L. Xiao, E.Y. Andrei, P.L. Gammel, et D.J. Bishop, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3712 (2000).
- [372] M. Marchevsky, M.J. Higgins, et S. Bhattacharya, *Nature* **409**, 591 (2001).
- [373] A.M. Troyanovski, M. van Hecke, N. Saha, J. Aarts, et P.H. Kes, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 147006 (2002).
- [374] Yanina Fasano, M. Menghini, F. de la Cruz, Y. Paltiel, Y. Myasoedov, E. Zeldov, M.J. Higgins, et S. Bhattacharya, *Phys. Rev. B* **66**, 020512 (2002).
- [375] M. Cristina Marchetti et David R. Nelson, *Phys. Rev. B* **42**, 9938 (1990).
- [376] M. Cristina Marchetti et David R. Nelson, *Phys. Rev. B* **59**, 13624 (1999).
- [377] M.H. Theunissen, E. Van der Drift, et P.H. Kes, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 159 (1996).
- [378] N. Kokubo, R. Besseling, V. M. Vinokur, et P.H. Kes, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 247004 (2002).
- [379] C.A.M. Van Der Klein, P.H. Kes, et D. De Klerk, *Phil. Mag.* **29** I559 (1974).
- [380] G. Ravikumar, V.C. Sahni, P. K. Mishra, T. V. Chandrasekhar Rao, S.S. Banerjee, A.K. Grover, S. Ramakrishnan, S. Bhattacharya, M.J. Higgins, E. Yamamoto, Y. Haga, M. Hedo, Y. Inada, et Y. Onuki, *Phys. Rev. B* **57**, R11069 (1998).
- [381] S.S. Banerjee, N.G. Patil, S. Saha, S. Ramakrishnan, A.K. Grover, S. Bhattacharya, G. Ravikumar, P.K. Mishra, T.V. Chandrasekhar Rao, V.C. Sahni, M.J. Higgins, E. Yamamoto, Y. Haga, M. Hedo, Y. Inada, et Y. Onuki, *Phys. Rev. B* **58**, 995 (1998).
- [382] A.B. Pippard, *Phil. Mag.* **19**, 217 (1969).
- [383] C.J. van der Beek, V.B. Geshkenbein, et V.M. Vinokur, *Phys. Rev. B* **48**, 3393 (1993).
- [384] M.W. Coffey et J.R. Clem, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 386 (1991).
- [385] M.J.W. Dodgson, *Phys. Rev. B* **66**, 014509 (2002).
- [386] K. Schlenga, G. Hechtfisher, W. Walkenhorst, P. Müller, F.X. Régi, H. Savary, J. Schneck, M. Veith, W. Brodkorb, et E. Steinbeiss, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* **5**, 1051 (1995).
- [387] Myung-Ho Bae, Hu-Jong Lee, et Jae-Hyun Choi, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 027002 (2007).
- [388] L. Ozyuzer, U. Welp, A.E. Koshelev, C. Kurter, M. Tachiki, K. Kadowaki, T. Yamamoto, H. Minami, H. Yamaguchi, K.E. Gray, et W.K. Kwok, *Science* **318**, 1213 (2008).

- [389] H.B. Wang, S. Guénon, J. Yuan, A. Iishi, S. Arisawa, T. Hatano, T. Yamashita, D. Koelle, et R. Kleiner, arxiv 0807.2749 (2008).
- [390] H.A. Radovan *et al.*, Nature **425**, 51 (2003).
- [391] M.A. Méasson, D. Braithwaite, J. Flouquet, G. Seyfarth, J.P. Brison, E. Lhotel, C. Paulsen, H. Sugawara, et H. Sato, Phys. Rev. B **70**, 064516 (2004).
- [392] M.A. Méasson, D. Braithwaite, G. Lapertot, J.P. Brison, J. Flouquet, P. Bordet, H. Sugawara, et P. Canfield, Phys. Rev. B **77**, 134517 (2008).
- [393] P.C. Canfield, P.L. Gammel, et D.J. Bishop, Physics Today (October 1998), p.40.